PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT
vereinigt mit dem
JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 10 | 15. Mai 1938 | Redaktionsschluß für Nr. 12 am 1. Juni 1938 | 39. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

H. v. Steinwehr u. W. Gremmer, Bemerkungen über die Korrektion für den Wicklungsraum der Spulen an der Rayleighschen Stromwaage. S. 399.

A. Schulze, Über den Widerstandswerkstoff Isabellin. S. 401.

K. Gailer, Experimenteller Beitrag zur Frage der Gültigkeit des Spinerhaltungssatzes. S. 407.

K. E. Forsman, Ein Untersetzer mit nur zwei Hochvakuumröhren für jede Stufe. S. 410.

Berichte:

P. Schulz, Beeinflussung der Breite und Lage von Spektrallinien durch Gase. S. 412.

Besprechungen:

L. Bergmann, Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik. S. 429.

E. Foradori, Grundgedanken der Teiltheorie. S. 430.

Gey-Teichmann, Einführung in die Lehre vom Schuß (Ballistik). S. 430.

A. Speiser, Die Theorie der Gruppen von endlicher Ordnung. S. 430.

Nachrichten. S. 430.

ABHANDLUNGEN

Bemerkungen über die Korrektion für den Wicklungsraum der Spulen an der Rayleighschen Stromwaage

Von H. v. Steinwehr und W. Gremmer

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Bei der Bestimmung der absoluten Stromeinheit mit Hilfe der Rayleighschen Stromwaage sind für die Wicklungsräume der Spulen besondere Korrektionen anzubringen. Nun werden diese Korrektionen entsprechend den vorzunehmenden Messungen, die aus der elektromagnetischen Bestimmung des Radienverhältnisses der Spulen und aus der eigentlichen Stromwägung bestehen, bei beiden dieser Messungen angebracht. Dies hat zur Folge, daß es von vornherein nicht leicht zu übersehen ist, inwieweit die Breite oder Tiefe der Wicklungsräume als Korrektion das endgültige Resultat beeinflußt. Ferner erscheint es auch aus rechnerischen Gründen erwünscht die Korrektion nur einmal anzubringen. Im folgenden wird nun an Hand der Arbeiten von Snow[1]), H. L. Curtis und R. W. Curtis[2]) und Grover[3]) unter Vernachlässigung höherer Korrektionsglieder der entsprechende Ausdruck gegeben werden, nach welchem die Korrektionen für den Wicklungsraum sehr einfach und instruktiv zur Geltung kommen und nur einmal anzubringen sind.

Das Feld einer Spule in ihrem Mittelpunkt ist

$$H = \frac{2\pi n i}{r}\left(1 - \frac{b^2}{2r^2} + \frac{c^2}{3r^2} + \frac{3b^4}{8r^4} + \frac{c^4}{5r^4} - \frac{b^2c^2}{r^4} \cdots\right).$$

Nun ist bei der elektromagnetischen Vergleichung der Spulen

$$H = \frac{2\pi N I}{R}\left(1 - \frac{B^2}{2R^2} + \frac{C^2}{3R^2} + \cdots\right) = \frac{2\pi n i}{r}\left(1 - \frac{b^2}{2r^2} + \frac{c^2}{3r^2} + \cdots\right),$$

wo:

R = Radius, $2B$ = Breite, $2C$ = Tiefe der großen Spule,

r = Radius, $2b$ = Breite, $2c$ = Tiefe der kleinen Spule sind.

Es wird dann

$$\alpha = \frac{r}{R} = \frac{n \cdot i}{N \cdot I}\left(1 + \frac{B^2}{2R^2} - \frac{C^2}{3R^2} - \frac{b^2}{2r^2} + \frac{c^2}{3r^2} + \theta\right),$$

1) O. Snow, Journ. Res. Bur. Stand. **11**, 681, 1933.
2) H. L. Curtis und R. W. Curtis, Journ. Res. Bur. Stand. **12**, 665, 1934.
3) Grover, Bull. Bur. Stand. **12**, 317, 1915.

wo ϑ sich aus Gliedern der 4ten Potenz zusammensetzt, die vernachlässigt werden können, weil sie den quadratischen Gliedern gegenüber schon Korrektionsgrößen darstellen. Setzt man nun $\frac{n \cdot i}{N \cdot I} = \alpha' =$ scheinbares Radienverhältnis der Spulen (natürlich ist hieran die Korrektion für die Magnetnadel schon als angebracht vorausgesetzt), so ist das wahre Radienverhältnis $\alpha = \alpha'(1 + \vartheta)$, wo

$$\vartheta = \frac{B^2}{2R^2} - \frac{C^2}{3R^2} - \frac{b^2}{2r^2} + \frac{c^2}{3r^2}$$

ist.

In der Arbeit von Curtis S. 684 ist weiterhin angegeben, daß

$$f_{m(\alpha)} = N \cdot n F_{m(\alpha)} \left(1 + \Delta_2 + \Delta_4 + \frac{(x \cdot \Delta_2')^2}{2\lambda_2}\right)$$

ist; vernachlässigt man auch hier die Größen zweiter Ordnung Δ_4 und $\frac{(x \cdot \Delta_2')^2}{2\lambda_2}$ (nach den Angaben von Curtis S. 727, Tabelle 13 ist der Wert dieser Größen immer kleiner als $1 \cdot 10^{-5}$), so erhält man den Ausdruck:

$$f_{m(\alpha)} = N \cdot n \cdot F_{m(\alpha'(1+\vartheta))} (1 + \Delta_2).$$

Weiterhin ist S. 682 und S. 720 $\frac{\Delta F_m}{F_m} = \varepsilon \cdot \frac{\Delta \alpha}{\alpha}$; dies ergibt integriert $ln F_{(m)} = \varepsilon \cdot ln \alpha + K$ oder $F_{m(\alpha)} = C \cdot \alpha^\varepsilon$, wo

$$\varepsilon = \frac{1 - \alpha^2}{2(0{,}5 - 0{,}45\,\alpha^2 - 0{,}0625\,\alpha^4}$$

ist.

Diese Formel gilt immer für ein bestimmtes α in seiner Umgebung, wo C und ε ganz bestimmte nur von α abhängige Konstanten sind. Dann wird

$$F_{m(\alpha)} = F_{m(\alpha'(1+\vartheta))} = C \cdot \alpha'^\varepsilon = C \cdot \alpha'^\varepsilon (1 + \vartheta)^\varepsilon = F_{m(\alpha')} \left(1 + \varepsilon\vartheta + \frac{\varepsilon(\varepsilon - 1)}{1 \cdot 2} \vartheta^2 + \ldots\right).$$

Da nun ϑ und auch Δ_2 kleiner als $^1/_{1000}$ sind, ergibt sich für $f_{m(\alpha)}$ unter Vernachlässigung der höheren Glieder:

$$f_{m(\alpha)} = N \cdot n \cdot F_{m(\alpha')} (1 + \varepsilon\vartheta + \Delta_2).$$

Diese Formel gestattet direkt mit dem scheinbaren Radienverhältnis α', wie es aus den magnetischen Messungen folgt, zu rechnen, ohne das wahre geometrische Radienverhältnis α zu kennen.

Für die weitere Berechnung des Klammerausdrucks ergibt sich auf Grund der Werte für

$$\vartheta = \frac{B^2}{2R^2} - \frac{C^2}{3R^2} - \frac{b^2}{2r^2} + \frac{c^2}{3r^2},$$

und des Wertes für Δ_2 [Curtis S. 685 (19) S. 720 (53) (54)]

$$\Delta_2 = \frac{\varepsilon}{6} \cdot \frac{c^2}{r^2} - \frac{\varepsilon}{6} \cdot \frac{C^2}{R^2} + \frac{\lambda_2}{6x^2 \cdot A^2} (C^2 - B^2 + c^2 - b^2),$$

wo $A^2 = R^2 + r^2$ ist, und

$$\varepsilon\vartheta = \frac{\varepsilon}{3} \cdot \frac{c^2}{r^2} - \frac{\varepsilon}{3} \frac{C^2}{R^2} + \frac{\varepsilon}{2} \frac{B^2}{R^2} - \frac{\varepsilon}{2} \frac{b^2}{r^2}$$

$$\varepsilon\vartheta + \Delta_2 = \frac{\varepsilon}{2}\left(\frac{c^2 - b^2}{r^2}\right) - \frac{\varepsilon}{2}\left(\frac{C^2 - B^2}{R^2}\right) + \frac{\alpha^2 \cdot \lambda_2}{(1 + \alpha^2) 6x^2}\left(\frac{c^2 - b^2}{r^2}\right) + \frac{\lambda_2}{6x^2(1 + \alpha^2)}\left(\frac{C^2 - B^2}{R^2}\right)$$

$$= \frac{c^2 - b^2}{r^2} \underbrace{\left[\frac{\alpha^2 \cdot \lambda_2}{(1 + \alpha^2) \cdot 6x^2} + \frac{\varepsilon}{2}\right]}_{U} + \frac{C^2 - B^2}{R^2} \underbrace{\left[\frac{\lambda_2}{6x^2(1 + \alpha^2)} - \frac{\varepsilon}{2}\right]}_{V}.$$

Die Ausdrücke U und V sind dabei reine Funktionen von α. Als endgültige Formel ergibt sich demnach:

$$f_{m(\alpha)} = N \cdot n F_{m(\alpha')} \left[1 + \frac{c^2 - b^2}{r^2} \cdot U + \frac{C^2 - B^2}{R^2} \cdot V\right].$$

Diese Formel ist sehr instruktiv und einfach; sie zeigt deutlich, wie die Dimensionen des Wicklungsraumes als Korrektion in die Messungen der Stromwaage eingehen und befreit den Experimentalphysiker von der bisher üblichen noch zusätzlichen Korrektionsrechnung für den Einfluß der Wicklungsräume, die zwischen der magnetelektrischen Bestimmung des Radienverhältnisses und der eigentlichen Stromwaagenmessung nötig war. Wie aus der vorhergehenden Rechnung ersichtlich, sind die höheren Korrektionsglieder vernachlässigt worden. Es wäre jedoch möglich, unter Berücksichtigung dieser Glieder die Formel zu erweitern. Die Bedingungen, unter denen die Formel gilt, sind dieselben, wie sie von Snow, S. 683, angegeben sind und treffen immer zu für die Stromwaagenspulen, die vom Bureau of Standards, von der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt und Elektrotechnical Institute, Japan, bisher verwendet wurden. Folgende Zahlentafel gibt die Werte von U und V als Funktionen von α.

$\alpha =$	0,40	0,45	0,50	0,55	0,60
U	$1{,}360_4$	$1{,}499_3$	$1{,}667_4$	$1{,}888_9$	$2{,}188_9$
V	0,1840	$0{,}231_2$	$0{,}296_3$	0,3881	0,5223
U/V	7,44	6,48	5,63	4,87	4,19
U_1/V					
r^2/R^2	46,5	32,0	22,5	16,1	11,6

U/V gibt an, wieviel mehr Sorgfalt auf die Bestimmung von $\frac{c^2 - b^2}{r^2}$ zu legen ist als auf $\frac{C^2 - B^2}{R^2}$.

$\frac{U}{r^2} \frac{V}{R^2}$ gibt an, wieviel mehr Sorgfalt auf die Bestimmung von $c^2 - b^2$ zu legen ist, als auf $C^2 - B^2$.

Wenn auch schon bekannt war, daß die kleine Spule in ihrem Wicklungsraum in erster Linie die anzubringende Korrektion beeinflußt, so konnte doch infolge der bisher üblichen zweimaligen Korrektionsrechnung mit ziemlich komplizierten Formeln dies nicht so klar und qualitativ einfach erfaßt werden, wie es auf Grund dieser neuen nur einmalig anzubringenden Korrektion möglich ist.

Berlin-Charlottenburg, im März 1938.

(Eingegangen 28. März 1938)

Über den Widerstandswerkstoff Isabellin

Von Alfred Schulze

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Isabellin ist eine aluminiumhaltige Mangan-Kupfer-Legierung, die in jüngster Zeit von der Isabellenhütte in Dillenburg (Hessen-Nassau) in den Handel gebracht ist und als Widerstandswerkstoff für technische Widerstände – beispielsweise zum Bau von Anlaßwiderständen u. dgl. – Verwendung findet. Dieser Werkstoff besitzt die günstigen Eigenschaften der Kupfer-Mangan-Legierungen und hat zugleich den Vorteil, nickelfrei zu sein, so daß er ohne weiteres als Ersatz für das nickelhaltige Konstantan dienen kann. Der spezifische Widerstand des Isabellins beträgt bei Raumtemperatur 0,50 Ω mm²/m. Die Widerstandstemperaturkurve verläuft ähnlich der des Manganins, nur liegt ihr Maximum unterhalb der Raumtemperatur, so daß der Temperaturkoeffizient des elektrischen Widerstandes in der Umgebung der Raumtemperatur negativ ist und etwa 2 bis 4 Hunderttausendstel beträgt.

Im folgenden sind nun vor allem die elektrischen Eigenschaften dieses Widerstandswerkstoffs untersucht worden; hierbei stellte sich heraus, daß diese im hohen Maße von der thermischen Behandlung abhängig sind und sogar so günstig werden, daß sie für eine Verwendung als Präzisionswiderstände in Betracht kommen.

1. Die Widerstandstemperaturkurve des Isabellins nach verschiedener thermischer Behandlung

Zunächst wurde die Widerstandstemperaturkurve von einem Isabellindraht, der einen Durchmesser von 0,3 mm hatte, in einem größeren Temperaturbereich, und zwar zwischen – 200° und + 300° C, bestimmt. Der auf ein Porzellanrohr gewickelte Isabellindraht (Widerstand etwa 10 Ω) war zuvor bei etwa 500° C getempert. Der Widerstandsverlauf ist aus der Abb. 1 (Kurve a) zu ersehen. Die Kurve hat bei etwa + 5° C ein Maximum und fällt nach tiefen Temperaturen hin steiler ab als nach den hohen Temperaturen. Bei etwa 150° C hat sie einen Wendepunkt; die Temperaturkoeffizienten des Widerstandes (s. Kurve b in Abb. 1) erreichen hier also ihren Mindestwert und nehmen mit steigender Temperatur wieder langsam zu. Oberhalb 300° ist die Widerstandskurve nicht weiter verfolgt worden, da durch die dann einsetzende Verdampfung des Mangans aus der Drahtoberfläche bereits der Widerstand sich ändert. Aus den in Abb. 1 dargestellten Messungen ersieht

man, daß die Widerstandstemperaturkurve des Isabellins einen S-förmigen Verlauf hat, der dem des Manganins sehr ähnlich ist[1]).

Der Verlauf der Widerstandstemperaturkurve ist nun in hohem Maße von der thermischen Vorbehandlung abhängig. Dies konnte an einer großen Reihe von Isabellin-Widerständen gezeigt werden. Verwendet wurden Isabellin-Drähte von 0,4 mm

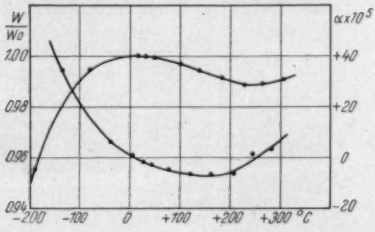

Abb. 1. Abhängigkeit des elektrischen Widerstandes von Isabellin (Kurve a) und seines Temperaturkoeffizienten (Kurve b) von der Temperatur.

Durchmesser (10 Ω-Widerstände) und von 0,9 und 1,0 mm Durchmesser (1 Ω-Widerstände), die auf mit Gewinde versehene Porzellanrollen gewickelt waren. Zunächst wurde die Widerstandstemperaturkurve (Kurve a) in der Umgebung der Raumtemperatur von einem Isabellindraht bestimmt, bei dem sich der Werkstoff in dem Ausgangszustand, d. h. in dem Zustand der Kaltverformung, befand. Dann wurden die entsprechenden Kurven bestimmt, nachdem das Isabellin sukzessive bei 200, 350, 500 und 600° C gealtert war. Die Alterung erfolgte in neutraler Atmosphäre und dauerte etwa 1 Stunde; anschließend wurde es langsam bis auf Raumtemperatur abgekühlt. Als Beispiel ist in Abb. 2 das Verhalten eines 0,4 mm starken Isabellindrahtes

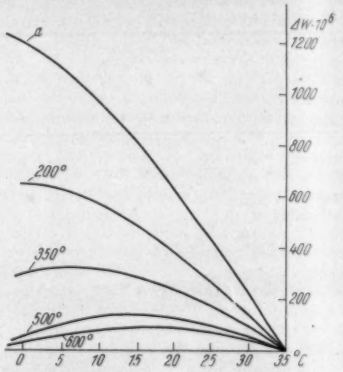

Abb. 2. Abhängigkeit der Widerstandstemperaturkurven des Isabellins von der Alterungstemperatur.

dargestellt. Man ersieht daraus, daß sich mit steigender Alterungstemperatur die Widerstandskurven erheblich verflachen und somit die Widerstandstemperaturkoeffizienten bedeutend abnehmen. Aus den beiden ersten Kolumnen der Zahlentafel I ist die Abhängigkeit des Temperaturkoeffizienten von der Alterungstemperatur deutlich zu erkennen. Hierbei ist die lineare Widerstandsänderung pro Grad α' zwischen 15 und 25° C, d. h.

$$\alpha' = \frac{W_{25} - W_{15}}{25 - 15}$$

angegeben.

Zahlentafel I

Konstanten der Widerstandskurve eines 0,4 mm starken Isabellindrahtes nach verschiedener thermischer Behandlung

Alterungstemperatur in °C	$\alpha_{15-25} \cdot 10^6$	$\alpha_{20} \cdot 10^6$	$\beta_{20} \cdot 10^6$	t_{max} in °C	$\frac{\Delta W_{max}}{W_{25}} \cdot 10^6$
kaltverformt	− 38,0	− 37,3	− 0,3$_2$	− 37,4	1690
70	− 36,1	—	—	—	—
100	− 35,0	—	—	—	—
145	− 31,6	—	—	—	—
200	− 21,5	− 21,1	− 0,3$_4$	− 11,5	715
275	− 14,5	—	—	—	—
350	− 10,8	− 10,8	− 0,3$_6$	+ 4,8	325
425	− 6,5	—	—	—	—
500	− 3,8	− 3,9	− 0,3$_9$	+ 13,5	135
550	− 2,2	—	—	—	—
600	− 1,8	− 2,1	− 0,2$_9$	+ 16,4	90

1) A. Schulze, Physik. Zeitschr. **39**, 300, 1938.

Gleichzeitig verschiebt sich auch die Lage des Maximums der Widerstandskurven zu höheren Temperaturen. Unter Zugrundelegung der quadratischen Gleichung:

$$W_t = W_{20} \cdot [1 + \alpha(t - 20) + \beta(t - 20)^2]$$

wurden zunächst die α- und β-Werte (s. 3. und 4. Kolumne der Zahlentafel 1) für diese Kurven berechnet, und außerdem die Temperaturen (t_{max}), bei denen das Maximum der Widerstandskurve liegt, sowie die hierzu gehörenden maximalen Erhebungen der Widerstandskurven ΔW_{max}, wobei der Widerstand von 35° C als Ausgangswert (vgl. Abb. 2) gewählt wurde. Diese Zahlenwerte ergeben sich aus den Gleichungen:

$$t_{max} = t_{20} - \frac{\alpha}{2\beta}$$

und

$$\Delta W_{max} = \Delta W_{20}\left(1 - \frac{\alpha^2}{4\beta}\right)$$

und sind in den beiden letzten Kolumnen der Zahlentafel I angegeben; auch sie lassen eine deutliche Verschiebung und Verflachung der Widerstandskurven erkennen. Wie man sieht, nimmt in dem obigen Beispiel eines 0,4 mm starken Isabellin-Drahtes der Widerstandstemperaturkoeffizient von nahezu — 40 Milliontein (im Ausgangszustand) auf etwa — 2 Milliontel infolge der thermischen Behandlung ab (vgl. Kurve b in Abb. 3).

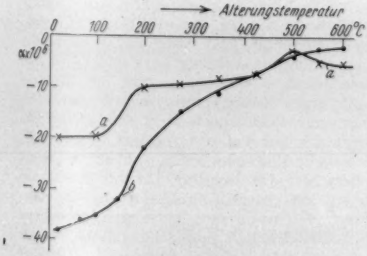

Abb. 3. Widerstandsänderung pro Grad (zwischen 15 und 25° C) von Isabellin in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur.
Kurve a: für einen Drahtdurchmesser 1,0 mm.
Kurve b: für einen Drahtdurchmesser 0,4 mm.

Bei den dickeren Drähten (1 mm Durchmesser) liegt der α-Wert im Ausgangszustand bei ungefähr — 20 Milliontel und erreicht etwa denselben Endwert (siehe Kurve a in Abb. 3). Bei der entsprechenden thermischen Behandlung ergibt sich dann das gleiche Kurvenbild wie in Abb. 2, nur daß die a-Kurve etwa derjenigen Kurve in Abb. 2 entspricht, welche sich durch Alterung bei 200° C ergeben hat.

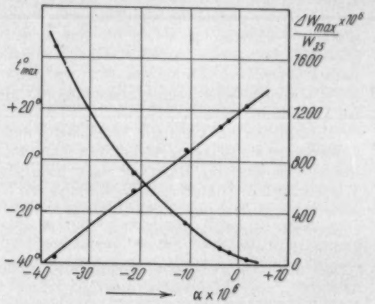

Abb. 4. Temperaturen des Maximums und maximale Erhebung der Widerstandstemperaturkurve für verschiedene α-Werte.

In Abb. 4 sind nun die charakteristischen Größen $\left(t_{max}$ und $\frac{\Delta W_{max}}{W_{35}}\right)$ für die verschiedenen Widerstandskurven angegeben; und zwar sind letztere durch ihre α-Werte definiert, d. h. durch den metallischen Zustand, in dem sich der Isabellindraht jeweils befindet. Die Kurven gelten somit ganz allgemein für jede Drahtstärke. Während hiernach die t_{max}-Kurve gradlinig verläuft, ergibt sich für den $\frac{\Delta W_{max}}{W_{35}}$-Verlauf eine quadratische Kurve.

Zahlreiche Versuche haben gezeigt, daß die α-Kurven (in Abb. 3) für Isabellindrähte stets den gleichen Verlauf haben, wenn sie dieselbe thermische Behandlung durchgemacht haben. Bei längerer Alterung ist es sogar möglich, positive Temperaturkoeffizienten zu erhalten. Will man also einen Widerstandswerkstoff mit einem möglichst kleinen Widerstandstemperaturkoeffizienten bekommen, so ist es hiernach am günstigsten, bei 500 bis 550° C zu altern. Bei Alterung in noch höheren Temperaturen tritt wieder eine Verschlechterung ein, d. h. die Temperaturkoeffizienten werden wieder größer negativ.

Die α-Kurve hat im großen und ganzen einen Verlauf, wie er für das Manganin charakteristisch ist[1]). Alterung unterhalb 500° C ist mit starker Widerstandsabnahme verbunden. Die hiermit Hand in Hand gehende Abnahme des Absolutwertes des Widerstandstemperaturkoeffizienten nach positiven Werten ist ebenso wie beim Manganin auf die Auswirkung der mechanischen Erholung zurückzuführen. Der zweite bei der

1) A. Schulze, Physik. Zeitschr. **38**, 598, 1937; **39**, 300, 1938.

Alterung auftretende Effekt, die chemische Homogenisierung, d. h. die Annäherung an den Zustand der idealen Mischkristallbildung, bewirkt naturgemäß — ebenso wie beim Manganin — eine Zunahme des Absolutwertes des Temperaturkoeffizienten nach negativen Werten, die beim Isabellin erst oberhalb 500° einsetzt und somit bei erheblich höheren Temperaturen beginnt als bei Manganin.

Auffällig ist die bei allen Versuchen immer wiederkehrende plötzliche Abnahme des Absolutwertes von α in der Richtung nach positiven Werten nach Alterung zwischen 100 und 200°C (siehe Abb. 3). Wahrscheinlich ist er auf plötzlich einsetzende Rekristallisation od. dgl. zurückzuführen.

Die hier beschriebenen Versuche zeigen also deutlich, daß es auf verhältnismäßig einfache Weise möglich ist, für das Isabellin Widerstandstemperaturkoeffizienten zu erhalten, die nur wenige Milliontel betragen. Da man heutzutage, besonders in der Technik der Präzisionswiderstände, dahin strebt, Widerstände mit derartig kleinen Temperaturkoeffizienten zu erhalten, ist nach diesen Versuchen das Isabellin ein Widerstandswerkstoff, der auf Grund seiner elektrischen Eigenschaften ohne weiteres dazu geeignet ist, für Präzisionswiderstände verwendet zu werden. Bei einer einmaligen Glühung erreicht man diese kleinen Temperaturkoeffizienten dadurch, daß man den Isabellinwiderstand etwa 75 bis 85 Stunden bei 500° C in neutraler Atmosphäre (von Argon oder Stickstoff) tempert und anschließend langsam bis auf Raumtemperatur abkühlt. Erforderlich ist es jedoch, hinterher die Drahtoberfläche mit verdünnter Salpetersäure abzuätzen, da bereits oberhalb 250 bis 300° die Verdampfung des Mangans aus der Drahtoberfläche merklich wird.

2. Das thermoelektrische Verhalten des Isabellins.

Das thermoelektrische Verhalten eines Widerstandswerkstoffes ist besonders bei seiner Verwendung für Präzisionswiderstände von einer gewissen Bedeutung, da in solchem Falle seine Thermokraft gegen Kupfer klein sein soll. Isabellin verhält sich in dieser Beziehung sogar noch günstiger als Manganin, wie aus den folgenden Versuchen zu ersehen ist. Es ist thermoelektrisch negativ gegen Kupfer, d. h. an der heißen Lötstelle fließt der Strom vom Kupfer zum Isabellin.

Bei den hier durchgeführten Versuchen wurde zunächst die thermoelektrische Kraft von Isabellindrähten verschiedener Stärke, (0,3 mm; mm; 1,0 mm) gegen Kupfer (ausgeglühter Draht von 0,5 mm Durchmesser) in dem Temperaturbereich zwischen 0 und 40°C gemessen. Aus dem durchweg gradlinigen Verlauf der Thermokraft E wurde die Thermokraft pro Grad $\frac{dE}{dt}$ (in Mikrovolt/Grad) berechnet und in der Abb. 5

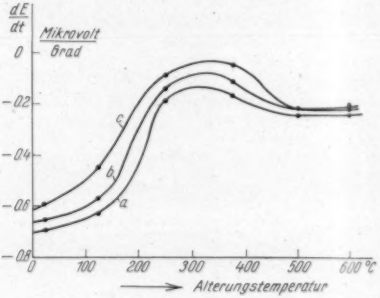

Abb. 5. Die Thermokraft pro Grad $\left(\text{in } \frac{\text{Mikrovolt}}{\text{Grad}}\right)$ von Isabellin gegen Kupfer (in der Umgebung der Raumtemperatur) in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur.
Kurve a: für Isabellindraht von 0,3 mm Durchmesser.
Kurve b: für Isabellindraht von 0,5 mm Durchmesser.
Kurve c: für Isabellindraht von 1,0 mm Durchmesser.

für die verschiedenen Drahtstärken in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur dargestellt, wobei die Alterung in derselben Weise durchgeführt war wie bei der Aufnahme der Widerstandskurven (in Abb. 2 und 3). Hieraus ergibt sich, daß mit abnehmender Drahtstärke, d. h. mit zunehmendem Verformungsgrad, die Thermokraft gegen Kupfer größer negativ wird. Die mechanische Erholung bewirkt, daß die Thermokraft sich dem Nullwert annähert, während die chemische Homogenisierung sich im entgegengesetzten Sinne auswirkt. Der hier gefundene Gesamtkurvenverlauf ähnelt sehr dem beim Manganin. Man sieht daraus, daß sich das Isabellin in thermoelektrischer Beziehung außerordentlich günstig verhält. In allen Fällen ist die Thermokraft des Isabellins gegen Kupfer kleiner als 1 Mikrovolt/Grad.

Das thermoelektrische Verhalten des Isabellins gegen Kupfer in den höheren Temperaturen zeigt die Abb. 6; hier ist die Thermokraft in dem Temperaturbereich von 0 bis 450° C gemessen. Die Drähte (von 0,5 mm Durchmesser) waren zuvor mehrere Stunden bei 500° C getempert, wodurch in dem unteren Temperaturgebiet sogar eine positive Thermokraft gegen Kupfer erreicht wurde. Die Kurve hat bei 130° ein Maximum und geht bei 240° wieder durch

Null hindurch. Sie wird reversibel durchlaufen und hat einen ähnlichen Verlauf, wie er bereits von anderen Kupfer-Mangan-Legierungen her bekannt ist.

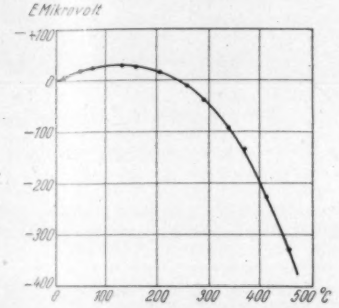

Abb. 6. Die thermoelektrische Kraft von Isabellin gegen Kupfer in Abhängigkeit von der Temperatur.

3. Das mechanische Verhalten des Isabellins

Das mechanische Verhalten des Isabellins bietet eine bequeme Handhabe, um für die bei den elektrischen Messungen gegebenen Erklärungen des eigenartigen Verhaltens des Widerstandstemperaturkoeffizienten nach verschiedener thermischer Behandlung eine sichere Grundlage zu geben. Untersucht wurden daher an 1,5 mm dicken Isabellindrähten die Zerreißfestigkeit und die Dehnung, die in Abb. 7

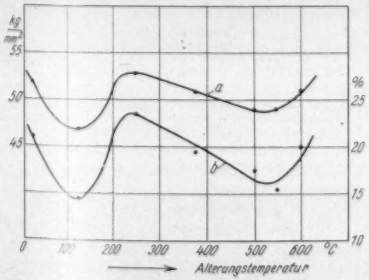

Abb. 7. Zerreißfestigkeit (Kurve a) und Dehnung (Kurve b) von Isabellin bei Raumtemperatur in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur.

in Abhängigkeit von der Alterungstemperatur dargestellt sind. Die Drähte wurden auch hier wieder sukzessive eine Stunde lang bei 125, 250, 375, 500, 550 und 600° C in neutraler Atmosphäre gealtert und anschließend langsam auf Raumtemperatur abgekühlt. Hiernach beträgt die Zerreißfestigkeit des Isabellins etwa 50 kg/mm² bei einer Dehnung von ungefähr 20 Proz. Die Kurve der Zerreißfestigkeit (Kurve a) — jeder Beobachtungspunkt hat sich als Mittelwert aus Messungen an vier Zerreißproben ergeben — zeigt, daß sie entsprechend dem plötzlichen Anstieg der α-Kurve nach Alterungen zwischen 100 und 200° C (vgl. Abb. 3) zunächst abfällt, um nachher wieder auf ungefähr den alten Wert zurückzugehen. Die nunmehr sich auswirkende thermische Erholung muß eine Festigkeitsabnahme des Isabellins hervorrufen, während andererseits mit zunehmender Homogenisierung eine Festigkeitszunahme verbunden sein muß. Das bei etwa 500° C liegende Minimum in der Festigkeitskurve entspricht dem in dem gleichen Temperaturgebiet liegenden Mindestwert des Absolutwertes der Widerstandstemperaturkoeffizientenkurve. Man sieht daraus, daß die metallkundliche Erklärung des eigenartigen Verlaufs der α-Kurve eine Festigkeitskurve verlangt, so wie sie in der Tat beobachtet worden ist.

Die gleichzeitig aufgenommene Dehnungskurve (Kurve b in Abb. 7) hat einen völlig analogen Verlauf.

4. Die thermische Ausdehnung des Isabellins

Im Anschluß an die elektrischen Messungen wurde noch die thermische Ausdehnung des Isabellins bestimmt. Sie wurde in dem Temperaturbereich zwischen 20 und 500° C nach der von Ebert[1]) abgeänderten Rohrmethode mit Zeißscher Meßuhr gemessen. Der hierfür verwendete Isabellinstab von 6 mm Durchmesser und etwa 24 cm Länge war zuvor mehrere Stunden bei 550° in neutraler Atmosphäre getempert und befand sich während der Messungen in einem Umhüllungsrohr aus Quarzglas.

In der folgenden Zahlentafel II sind die gefundenen Längenänderungen Δl in mm/m angegeben. Sie lassen sich durch eine quadratische Gleichung von der Form:

$$\Delta l = 1{,}74_2 \cdot \tau + 0{,}049_4 \cdot \tau^2 ,$$

wobei $\tau = t°/100$ ist, darstellen. Die nach dieser Gleichung berechneten Zahlen (in der letzten Kolumne der Zahlentafel II) sind in guter Übereinstimmung mit den beobachteten.

1) H. Ebert, Glastechn. Ber. **13**, 73, 1935; Physik. Zeitschr. **39**, 6, 1938.

Zahlentafel II. Thermische Längenänderungen Δl in mm/m von Isabellin

Temperaturgebiet in °C	Δl	
	beobachtet	berechnet
20 — 100	1,43	1,43
20 — 200	3,32	3,32
20 — 300	5,33	5,31
20 — 400	7,42	7,40
20 — 500	9,56	9,58

Die aus den Messungen sich ergebenden linearen Ausdehnungskoeffizienten β sind in der Zahlentafel III zusammengestellt. Hiernach unterscheidet sich die thermische Ausdehnung des

Zahlentafel III. Lineare Ausdehnungskoeffizienten β von Isabellin

Temperaturgebiet in °C	$\beta \cdot 10^6$	Temperaturgebiet in °C	$\beta \cdot 10^6$
20 — 100	17,9	20 — 100	17,9
20 — 200	18,5	100 — 200	18,9
20 — 300	19,0	200 — 300	20,1
20 — 400	19,5	300 — 400	20,9
20 — 500	19,9	400 — 500	21,4

Isabellins in ihrer Größe nur wenig von der des Manganins und ist auch in ihrer Abhängigkeit von der Temperatur der des Manganins sehr ähnlich, so daß sich hier ein Bild ergibt, wie es bei normalem metallischem Verhalten üblich ist.

5. Die zeitliche Konstanz von Isabellinwiderständen

Die elektrischen Untersuchungen an Isabellin haben ergeben, daß alle Vorbedingungen erfüllt sind, die diesen Widerstandswerkstoff für die Verwendung von Normalwiderständen geeignet erscheinen lassen. Aus diesem Grunde wurden einige Widerstände hergestellt, bei denen — ebenso wie bei den neuen Manganinwiderständen[1]) — der Widerstandsdraht bifilar auf ein mit einem Gewinde versehenes Porzellanrohr gewickelt war. Die Widerstände waren etwa 75 Stunden bei 500° C in neutraler Atmosphäre (Argon oder Stickstoff) getempert und hinterher langsam abgekühlt. Die Oberfläche des Drahtes wurde wegen des Verdampfens von Mangan abgeätzt. Nach dem Abgleichen wurden die Widerstände mit einer sehr dünnen Schicht aus Bakelitlack bestrichen, um sie vor Oxydation zu schützen, und 1 bis 2 Stunden bei etwa 50° angelassen, um den Lack zu erhärten. Die Enden des Isabellindrahtes waren an Kupferringen hart angelötet, und letztere waren dann durch Verschraubung und Weichlötung mit den inneren Enden der Kupferbügel verbunden.

1) A. Schulze, Physik. Zeitschr. **39**, 300, 1938.

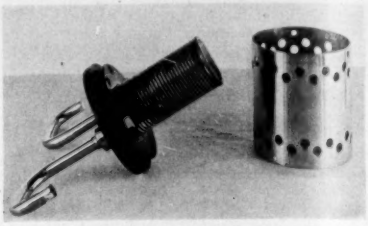

Abb. 8. Ein 10 Ω-Isabellinwiderstand.

Von den auf diese Weise hergestellten Isabellinwiderständen, von denen ein 10 Ω-Widerstand in Abb. 8 dargestellt ist, dauerte es bei einigen bis zu 3 Monaten, bis die zeitliche Konstanz ihrer Widerstandswerte erreicht war; bei einigen war sie sofort vorhanden. In der Zahlentafel IV sind als Beispiele zwei 10 Ω-Widerstände $Is\,10_3$ und $Is\,10_5$ angeführt.

Zahlentafel IV. Widerstandswerte der Isabellinwiderstände in ihrer zeitlichen Abhängigkeit

Datum 1938	$Is\,10_3$ $\alpha = -6{,}9_7 \cdot 10^{-6}$ $\beta = -0{,}42$	Datum 1938	$Is\,10_5$ $\alpha = -1{,}9_6 \cdot 10^{-6}$ $\beta = -0{,}44$
10. I.	9,99851	19. III.	10,00107
29. I.	56	31. III.	103
9. II.	54	9. IV.	105
28. II.	53		
19. III.	50		
31. III.	48		
9. IV.	51		

Die erste kurze Beobachtungszeit läßt bereits erkennen, daß im Anfang keine größeren Änderungen der Widerstandswerte mehr auftreten, und daß vielmehr sofort eine gewisse zeitliche Konstanz festzustellen ist. Die Schwankungen liegen in der Größenordnung einiger Milliontel. Bei diesem bereits im Anfang vorhandenen günstigen Verhalten der Isabellinwiderstände ist zu erwarten, daß dieses auch weiterhin erhalten bleibt und größere Änderungen der Widerstandswerte nicht mehr auftreten.

Zusammenfassung

Die Untersuchungen an Isabellin, einer aluminiumhaltigen Mangan-Kupfer-Legierung, haben ergeben, daß die Widerstandstemperaturkurve in sehr starkem Maße von der thermischen Behandlung abhängig ist. Mit zunehmender Alterungstemperatur verschiebt sich das Maximum der Widerstandskurve zu höheren Temperaturen, wobei gleichzeitig eine wesentliche Verflachung und somit eine Verringerung des

Temperaturkoeffizienten eintritt. Das Optimum wird durch Alterung des Isabellins bei etwa 500° C erzielt, wodurch sich Temperaturkoeffizienten von nur einigen Millionteln ergeben.

Auch das thermoelektrische Verhalten des Isabellins gegen Kupfer erweist sich für die verschiedenen Alterungstemperaturen als außerordentlich günstig.

Das gesamte elektrische Verhalten läßt in ähnlicher Weise wie beim Manganin die beiden bei der Alterung auftretenden Effekte, die mechanische Erholung und die chemische Homogenisierung, erkennen und so den eigenartigen Kurvenverlauf der untersuchten Eigenschaften erklären. Eine Bestätigung wird durch das mechanische Verhalten des Isabellins erbracht.

Aus all dem ergibt sich, daß das Isabellin zur Herstellung von Normalwiderständen geeignet ist, was auch die im Anfang bereits beobachtete zeitliche Konstanz der Widerstandswerte beweist.

In einem größeren Temperaturgebiet wurde ferner der elektrische Widerstand des Isabellins, und zwar von $-200°$ bis $+300°$ C, die Thermokraft gegen Kupfer und die thermische Ausdehnung bis 500° C gemessen.

Berlin-Charlottenburg, im April 1938.

(Eingegangen 19. April 1938)

Experimenteller Beitrag zur Frage der Gültigkeit des Spinerhaltungssatzes.

Von K. Gailer

1. Allgemeine Problembetrachtung

Der Erhaltungssatz für den gesamten Elektronenspin (bzw. für den gesamten Protonenspin) soll in der Quantenmechanik dann streng gelten, wenn man die Wechselwirkung der Drehmomente der Elektronen usw. vernachlässigen kann[1]). Bekanntlich ist durch die Größe des Gesamtdrehimpulses der Valenzelektronen der Multiplettzustand eines Atoms bedingt; d. h. bei der unmittelbaren Anregung eines Atoms durch Elektronenstoß muß zunächst das Multiplettsystem des Grundzustandes (also das Singulettsystem) angeregt werden. Für die Anregung der Tripletts macht man dann die Annahme, daß ein Valenzelektron des Atoms gegen ein ankommendes Stoßelektron mit antiparallelem Spin ausgetauscht wird. Für diese Interpretation spricht ja auch die experimentelle Tatsache, daß die Anregungsfunktionen der Triplettlinien kurz hinter der Anregungsspannung steil abfallen, da bei größeren Geschwindigkeiten der Stoßelektronen die für den Elektronenaustausch nötige Zeit (Resonanzzeit) nicht mehr vorhanden ist. Jedoch ist eine direkte experimentelle Prüfung des Spinerhaltungssatzes im Fall des Elektronenstoßes wohl kaum möglich. Bei der Anregung im Fall des Stoßes zweier neutraler Atome aufeinander sollte dagegen die experimentelle Prüfung des Elektronenspinerhaltungssatzes möglich sein, da es — wie R. Döpel[1]) gezeigt hat — Atomstöße gibt, bei denen nur der eine Stoßpartner angeregt wird, während der andere höchstens eine elastisch verlaufende Änderung seiner inneren Energie erfährt. Auf Grund dieser Tatsache wurde die Gültigkeit des Elektronenspinerhaltungssatzes bereits bei dem Atomstoßprozeß $He \to Hg$ untersucht[2]). Es zeigte sich dabei, daß nur die Hg-Atome, und zwar vorwiegend in den Tripletts angeregt wurden, während eine gleichzeitige Anregung der He-Atome nicht beobachtet wurde, so daß also die folgende Stoßreaktion vorlag: ${}^{(1)}He + {}^{(1)}Hg \to {}^{(1)}He + {}^{(3)}Hg$. (Dabei bedeuten die als Index links oben angefügten Zahlen das Multiplettsystem des betreffenden Atoms.) Auf Grund dieses Stoßprozesses würde also eine Durchbrechung des Spinerhaltungssatzes vorliegen, da ja die linke Seite der Stoßgleichung im Ganzen im Singulettzustand (Spinsumme 0), die rechte Seite dagegen im Singulett- und Triplettzustand (Spinsumme 1) sich befindet. Nun geht aber — wie bereits eingangs erwähnt — aus den theoretischen Überlegungen hervor, daß eine strenge Gültigkeit des Elektronenspinerhaltungssatzes bei Hg nicht mehr zu erwarten ist[3]), da die von den magnetischen Momenten der Elektronen ausgehenden Kräfte in diesem Fall nicht mehr völlig vernachlässigt werden können und daher beim Hg die Singuletterme keine wirklichen Singuletterme mehr sind, sondern nur Terme, bei denen die Spin der beiden Valenzelektronen mit größerer Wahrscheinlichkeit antiparallel sind als bei den anderen Termen; dasselbe gilt für die Tripletterme. Dafür spricht ja auch bekanntlich die experimentelle Tatsache, daß die Abklingzeit der Interkombinationsresonanzlinie des Hg $1\,{}^1S_0 - 2\,{}^3P_1$ nicht mehr groß ist ($\tau = 1 \cdot 10^{-7}$ sec) im Gegensatz z. B. zu der des Mg ($\tau = 5{,}3 \cdot 10^{-3}$ sec) oder Ca ($\tau = 2{,}5 \cdot 10^{-4}$ sec). Bei den letztgenannten

1) E. Wigner, Nachrichten d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen S. 379, 1927. Gleichzeitig möchte ich an dieser Stelle Herrn E. Wigner freundlichst danken für das Interesse, das er den vorliegenden Untersuchungen durch mehrfache schriftliche Erörterungen entgegenbrachte.

1) R. Döpel, Ann. d. Phys. **16**, 1, 1933.

2) R. Döpel u. K. Gailer, Phys. Zeitschr. **34**, 827, 1933.

3) R. Döpel, K. Gailer, E. Wigner, Phys. Zeitschr. **35**, 336, 1934.

Atomen sind die Kräfte, die von den magnetischen Momenten der Elektronen ausgehen, klein und somit müßte hier der Spinerhaltungssatz strenge Gültigkeit haben. Aus diesem Grunde wurde beschlossen, den Atomstoßprozeß $He \rightarrow Mg$ bzw. — um zu statistischen Zwecken gleich über eine größere Menge empirischen Materials zu verfügen — die Zusammenstöße zwischen *He*-Atomen[1]) und den einzelnen Atomen der Erdalkalimetalle auf die Gültigkeit des Elektronenspinerhaltungssatzes zu untersuchen.

2. Experimentelles Ergebnis

Über den apparativen Teil wurde an anderer Stelle bereits ausführlich berichtet[2]); wir können uns daher im folgenden gleich auf die Mitteilung der Versuchsergebnisse beschränken. Wie auf Grund der Döpelschen Stoßvorstellung[3]) zu erwarten war, ergab das Experiment bei den Atomstößen $He \rightarrow Be$[4]), $He \rightarrow Mg$[2]), $He \rightarrow Ca$[4]), $He \rightarrow Sr$[4]) in allen Fällen nur eine Anregung der Erdalkalimetalle und zwar waren bei dieser Anregung die Tripletts den Singuletts bevorzugt. Eine gleichzeitige Anregung der *He*-Atome wurde praktisch nicht beobachtet.

3. Diskussion der Versuchsergebnisse

a) Wie wir unter 2. gesehen haben, ergibt das Experiment bei den untersuchten Stoßprozessen in allen Fällen die in Tabelle I dargestellte Stoßreaktion.

Tabelle I. Gegenseitige Anregung zwischen normalen *He*-Atomen und den Atomen der Erdalkalien auf Grund des experimentellen Ergebnisses

Stoßpartner	Parhelium im Grundzustand	+	Erdalkaliatom im Grundzustand	⇄	Parhelium im Grundzustand	+	Erdalkaliatom angeregt in den Tripletts
Spin-Vektoren	↑↓	+	↑↓	⇄	↑↓	+	↓↓
Spin-Summe	0	+	0	⇄	0	—	1
Atomzustand	1^1S_0		1^1S_0		1^1S_0		n^3l_j

b) Der Spinerhaltungssatz dagegen würde die in Tabelle II wiedergegebene Stoßreaktion fordern.

Tabelle II. Gegenseitige Anregung zwischen normalen *He*-Atomen und den Atomen der Erdalkalien gemäß der Forderung des Spinerhaltungssatzes

Stoßpartner	Parhelium im Grundzustand	+	Erdalkaliatom im Grundzustand	=	He angeregt in den Tripletts Orthohelium	+	Erdalkaliatom angeregt in den Tripletts
Spin-Vektoren	↑↓	+	↑↓	=	↑↑	+	↓↓
Spin-Summe	0	+	0	=	1	—	1
Atomzustand	1^1S_0		1^1S_0		n^3l_j		n^3l_j

Der Vergleich der Tabellen I und II zeigt ohne weiteres, daß in der Tat im Falle der Anregung durch Atomstöße, bei denen die kinetische Energie der jeweiligen stoßenden Korpuskeln die Anregungsenergien beider Stoßpartner weit übersteigt, durchbrochen zu sein scheint. Der Einwand, daß die *He*-Atome beim Zusammenstoß mit den Erdalkaliatomen im metastabilen 2^3S_1-Zustand angeregt würden und daher spektroskopisch nicht beobachtet werden könnten, scheidet ohne weiteres aus und ist als eine Annahme ad hoc zu bezeichnen; denn bekanntlich ist beim Kanalstrahlstoß die Energieübertragungsmöglichkeit nie so scharf begrenzt wie bei der Elektronenstoßanregung und daher auch nicht ein einziger Fall bekannt, bei dem nur ein Triplettzustand eines Atoms angeregt würde und die anderen von diesem energetisch wenig verschiedenen Triplettzustände nicht angeregt würden.

c) Dagegen ist der Einwand, daß im *He*-Kanalstrahl vor dem Zusammenstoß mit *Be*-, *Mg*-, *Ca*- oder *Sr*-Atomen bereits metastabile (also im 2^3S_1-Zustand befindliche) *He*-Atome vorhanden sein könnten, nicht ohne weiteres zurückzuweisen. Bekanntlich entstehen im Entladungsrohr *He*-Ionen infolge Ionisation von *He*-Atomen durch Elektronenstoß und *He*-Atomstoß. Nach ihrer Beschleunigung werden dann die *He*-Ionen im

1) Der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen, insbesondere Herrn Dr. F. Pollitzer, möchte ich auch hier meinen besten Dank sagen für das mir für diese Untersuchung zur Verfügung gestellte besonders reine Helium.

2) K. Gailer, Zeitschr. f. Phys. **103**, 303, 1936.

3) R. Döpel, Ann. d. Phys. **16**, 1, 1933.

4) K. Gailer, Zeitschr. f. Phys. **108**, 580, 1938.

Kathodenfall oder im Kanal durch Umladung am ruhenden *He*-Gas wieder neutralisiert und gelangen jetzt als neutraler *He*-Kanalstrahl in den Beobachtungsraum. Die Frage ist nun: Bei wievielen *He*-Ionen wird das zur Neutralisation eingefangene Elektron auf den Singulettgrundterm und bei wievielen *He*-Ionen wird das Neutralisationselektron auf den metastabilen 2^3S_1-Term fallen?

Experimentell ließe sich dieser Nachweis direkt wohl nur führen durch einen Absorptionsversuch für die ultraroten Orthoheliumlinien

$$\lambda = 10830\,\text{Å}\,(2^3S_1 - 2^3P_{2,1})$$

und

$$\lambda = 10829\,\text{Å}\,(2^3S_1 - 2^3P_0).$$

Leider reicht aber für einen Absorptionsversuch die Dichte des *He*-Kanalstrahls (ungefähr 10^{-8} mm *Hg*) nicht aus. Es verbleibt uns somit zunächst lediglich die theoretische Abschätzung zwischen metastabilen und nichtmetastabilen (normalen) *He*-Atomen im Kanalstrahl: Bei der Umladung der *He*-Ionen am ruhenden *He*-Gas kann das vom *He*-Ion eingefangene Neutralisationselektron ohne Verletzung des Elektronenspinerhaltungssatzes sowohl in die Triplett- wie in die Singulettzustände übergehen, so daß das Einfangen des Neutralisationselektrons mit großer Wahrscheinlichkeit im Verhältnis 3:1 entsprechend dem Verhältnis der statistischen Gewichte der Triplett- und Singuletterme vor sich gehen könnte; d. h. es wären demnach im *He*-Kanalstrahl ursprünglich dreimal so viel *He*-Atome im metastabilen 2^3S_1-Zustand als im Normalzustand 1^1S_0. (Inwieweit das angegebene Verhältnis im weiteren Verlauf des *He*-Kanalstrahls bis zu seinem Durchgang durch den Erdalkalimetalldampf zugunsten der im Normalzustand befindlichen *He*-Atome verschoben wird, muß allerdings dahingestellt bleiben.) Außerdem sollen — wie mir Herr Wigner freundlicherweise mitteilte — metastabile *He*-Atome mit viel größerer Wahrscheinlichkeit anregen können als normale *He*-Atome.

Im Falle des Vorhandenseins von metastabilen *He*-Atomen hätten wir somit auf Grund des Spinerhaltungssatzes die in Tabelle III angeführte Stoßreaktion.

Tabelle III

Gegenseitige Anregung zwischen metastabilen *He*-Atomen und den Atomen der Erdalkalien gemäß der Forderung des Spinerhaltungssatzes

Stoßpartner	Orthohelium im metastabilen 2^3S_1-Zustand	+	Erdalkaliatom im Grundzustand	=	Parhelium im Grundzustand	+	Erdalkaliatom angeregt in den Tripletts
Spin-Vektoren	↑↑	+	↑↓	=	↑↓	+	↑↑
Spin-Summe	1	+	0	=	0	+	1
Atomzustand	2^3S_1		1^1S_0		1^1S_0		n^3l_j

Ein metastabiles *He*-Atom dürfte also ein Erdalkaliatom in den Tripletts anregen und müßte dann selbst in Parhelium (1^1S_0) übergehen, wobei die beim Übergang $2^3S_1 - 1^1S_0$ freiwerdende Energie an den Stoßpartner übertragen wird.

Wie bereits erwähnt wurde, ergibt das Experiment keinerlei *He*-Anregung, dagegen stets eine (bevorzugte) Triplettanregung der Erdalkaliatome. Dies würde somit — vorausgesetzt, daß im *He*-Kanalstrahl a priori metastabile *He*-Atome vorhanden sind — für das unter 3c) Gesagte und damit für die Gültigkeit des Elektronenspinerhaltungssatzes sprechen.

4. Zusammenfassung

Es wird versucht, den Elektronenspinerhaltungssatz experimentell zu prüfen für den Fall der Atomstoßanregung, bei der die kinetische Energie der Stoßpartner ihre jeweiligen Anregungsenergien weit übersteigt. Untersucht wurden die Atomstoßprozesse zwischen *He*-Atomen und den Atomen der Erdalkalien. Bei all diesen Stoßvorgängen wurde Triplettanregung der Erdalkalimetalle beobachtet ohne gleichzeitige Anregung der *He*-Atome. Das experimentelle Ergebnis spricht daher zunächst gegen die Gültigkeit des genannten Satzes im Fall der Anregung durch Atomstoß. Jedoch bei der augenblicklich nicht zu widerlegenden Annahme von metastabilen *He*-Atomen, die im *He*-Kanalstrahl bereits vor dem Zusammenstoß mit den Atomen der Erdalkalimetalle vorhanden sein können, spricht der experimentelle Befund mehr für als gegen die Gültigkeit des Elektronenspinerhaltungssatzes.

Würzburg, Physikalisches Institut der Universität, den 20. August 1937.

(Eingegangen 20. Januar 1938)

Ein Untersetzer mit nur zwei Hochvakuumröhren für jede Stufe

Von K. E. Forsman

(Mitteilung aus dem Institut für Höhenstrahlenforschung der Universität Berlin)

Bei Registrierungen der Höhenstrahlung mit Zählrohren ist es zweckmäßig, mit großer Stoßzahl je Minute zu arbeiten, um die statistischen Fehler so klein wie möglich zu machen. Optische Registrierung der Stöße wird auf die Dauer zu umständlich, man arbeitet deshalb vorteilhafter mit mechanischen Zählwerken. Wegen ihres beschränkten Auflösungsvermögens muß man aber entweder die Verluste im Zählwerk korrigieren[1]) oder die Anzahl der Stöße mit elektrischen Frequenzuntersetzern so weit verkleinern, daß das Zählwerk alle Stöße zählen kann, was günstiger ist.

E. C. Stevenson und I. A. Getting[2]) beschreiben einen Untersetzer mit vier Hochvakuumröhren, und erwähnen weiter, daß ein Untersetzer mit nur zwei Röhren nicht befriedigend arbeite. Im folgenden soll ein Untersetzer beschrieben werden, der mit nur zwei Röhren bisher einwandfrei arbeitet.

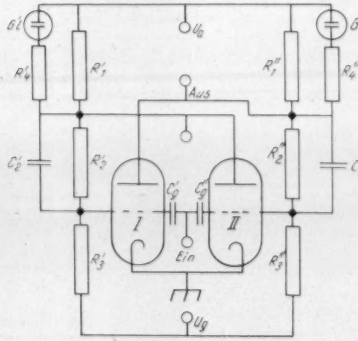

Abb. 1. Schaltbild des Untersetzers.
$R'_1 = R''_1 = 0{,}05\ M\Omega$. $R'_2 = R''_2 = 0{,}5\ M\Omega$.
$R'_3 = R''_3 = 0{,}1\ M\Omega$. $R'_4 = R''_4 = 0{,}5\ M\Omega$.
$C'_2 = C''_2 = 300$ cm. $C'_g = C''_g = 25$ cm.

In Fig. 1 ist die Schaltung schematisch wiedergegeben. Die zwei Röhren *I* und *II* sind Pentoden (Loewe 4 H 1), ihre Anodenwiderstände R'_1 und R''_1, ihre Gitterableitwiderstände R'_3 und R''_3. Kreuzweise zwischen Gitter des Rohres *I* und Anode des Rohres *II* liegen der Widerstand R'_2 und der Kondensator C'_2, bzw. R''_2 und C''_2 zwischen dem Gitter von *II* und der Anode von *I*. Die Schirm- und Fanggitter sind der Einfachheit halber nicht gezeichnet. Die Glimmlampen *Gl'* und *Gl''* mit Widerständen R'_4 und R''_4 sind parallel mit den Anodenwiderständen R'_1 und R''_1 geschaltet und dienen nur zur Kontrolle. Kathoden und Fanggitter sind geerdet. Die Schirmgitter haben die Spannung +60 bis +100 Volt, die Anodenspannung beträgt 160 bis 270 Volt und die negative Gittervorspannung etwa −30 Volt.

Die Größen der Widerstände und Kondensatoren sind für das gute Arbeiten von großer Bedeutung. Sie wurden zunächst ausprobiert.

Der Untersetzer arbeitet in folgender Weise: Gitter *I* hat das Potential Null. Anode *I* hat dann ein Potential von etwa + 8 Volt, das wenig über Null liegt, weil der Widerstand R''_1 viel größer ist als der innere Widerstand des Rohres *I*. Im Widerstand R''_2 fällt das Potential so viel, daß Gitter *II* weit unter Null kommt und Rohr *II* deshalb gesperrt ist. Die Anode *II* hat ein hohes Potential, weil R'_1 klein im Vergleich zum Widerstand des gesperrten Rohres ist, so daß Gitter *I* dann das Potential Null haben kann. Über die Kondensatoren C'_g und C''_g wird der positive Stoß eingeführt (in Fig. 1 bei „Ein"). Das Potential beider Gitter steigt, auch das vorher gesperrte Rohr wird leitend. Also sinkt das Potential der Anode *II* und gibt einen negativen Stoß durch den Kondensator C'_2 auf das Gitter des Rohres *I*, das nunmehr gesperrt wird. Das Potential der Anode *I* steigt, Gitter *II* behält sein Potential Null. Die Verhältnisse sind jetzt umgekehrt, und das Aggregat kann für einen neuen Stoß kippen. Die untersetzten Stöße werden von einer der Anoden abgenommen (in Fig. 1 bei „Aus").

Die Untersetzung besteht darin, daß 1. die eingehenden Ganzstöße in Halbstöße verwandelt werden und 2. die Halbstöße vom angeschalteten Betrieb für das Zählwerk oder der folgenden Untersetzerstufe sozusagen filtriert werden, wobei nur jeder zweite Halbstoß, entweder der positive oder der negative, zur Wirkung kommt[1]).

1) Zum Beispiel H. Volz, Zeitschr. f. Phys. **93**, 539, 1935.

2) The Rev. of Scient. Instr. **8**, 414, 1937.

1) Folgende Benennungen der Stöße werden hier benutzt:

Positiver Ganzstoß: Das Potential steigt auf einen positiven Wert und sinkt unmittelbar auf seinen früheren zurück.

Negativer Ganzstoß: Das Potential sinkt auf einen negativen Wert und steigt unmittelbar auf seinen früheren Wert zurück.

Positiver Halbstoß: Das Potential steigt und bleibt auf dem neuen Wert.

Negativer Halbstoß: Das Potential sinkt und bleibt auf dem neuen Wert.

Halbstöße treten an den Anoden der Untersetzer auf, negative Ganzstöße an den Zählrohrdrähten, positive Ganzstöße an den Anoden der Verstärkerröhren, wenn die Gitter vom Zählrohrdraht gesteuert werden.

Wird statt des positiven Stoßes ein negativer über die Kondensatoren C_g eingeführt, so sinkt das Potential beider Gitter, auch das vorher leitende Rohr *I* wird gesperrt. Das Potential der Anode *I* steigt und ein positiver Stoß geht durch den Kondensator C_a'' zu Gitter *II*, und Rohr *II* wird leitend. Der Untersetzer kann also auch für negative Stöße umkippen, und deshalb kann er sowohl mit negativen als positiven Stößen von einem Verstärker gesteuert werden.

Die Schaltung der Untersetzer nacheinander, um eine vierfache, achtfache Untersetzung usw. zu bekommen, erscheint zunächst unmöglich, weil die auf den ersten Untersetzer folgenden zweiten und dritten Untersetzer für negative und positive Halbstöße umkippen können. Die Dimensionen sind aber so gewählt, daß der positive Stoß sehr „hart" oder kurzzeitig einsetzend sein muß, um den Untersetzer zum Umkippen zu bringen, während der negative Stoß es leicht tut. Deshalb wird die Schaltung der Untersetzerstufen nacheinander möglich.

Dies ergibt sich aus folgendem:

Die Stöße eines 90-cm-Zählrohres (Durchmesser 5 cm) wurden bei verschiedenen Werten der Gittervorspannung U_g gemessen. Die Untersetzung war achtfach. Dabei wurden die Kennlinien (scheinbare Stoßzahl in Abhängigkeit von der Gittervorspannung U_g) erhalten. Fig. 2 zeigt

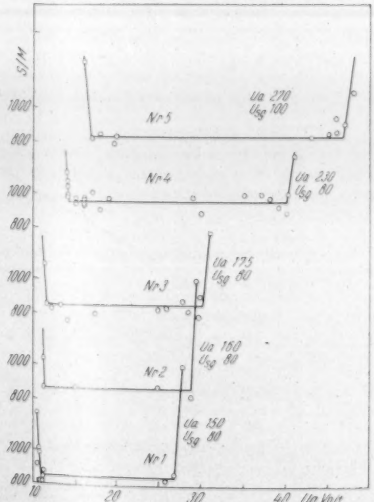

Abb. 2. Kennlinien des Untersetzers bei verschiedenen Anoden- und Schirmgitterspannungen.

fünf Kennlinien, die man bei verschiedenen Werten der Anoden- und Schirmgitterspannung erhielt. Es zeigt sich, daß der Untersetzer einwandfrei arbeitet, wenn U_g zwischen den Grenzen *G* und *g* liegt. Er hat einen Konstanzbereich, dessen Grenzen deutlich ausgeprägt sind.

Für Werte von U_g, die außerhalb dieses Bereiches liegen, wird die erhaltene scheinbare Stoßzahl viel größer, weil der zweite und dritte Untersetzer nicht nur für die negativen Halbstöße, sondern auch für die positiven Halbstöße der vorgeschalteten Untersetzeranode umkippt. In dem U_g-Bereich *G* bis *g* kippt er aber nur für die negativen Halbstöße. Durch dies Verhalten wird es möglich, daß ein Untersetzer ohne Eingangsröhre als ein Zweiröhrenuntersetzer in mehrstufiger Untersetzung arbeiten kann.

Die Grenzen *G* und *g* des Konstanzbereiches in Abhängigkeit von der Anodenspannung U_a sind in Tabelle I und in Fig. 3 dargestellt. In

Tabelle I

Die Grenzen *G* und *g* des Konstanzbereiches in Abhängigkeit von der Anodenspannung U_a und Schirmgitterspannung U_{sg}

U_a in V	U_{sg} in V	*G* in V	*g* in V	Nr. in Fig. 2
150	80	10,3	27	1
160	40	10,4	27	—
160	80	11,0	29	2
175	80	11,4	30	3
230	80	14,1	40	4
270	100	17,0	46	5

dieser Tabelle sind auch die benutzten Schirmgitterspannungen aufgenommen, sie haben, wie man erwarten kann, nur wenig Einfluß auf die Grenzwerte *G* und *g*.

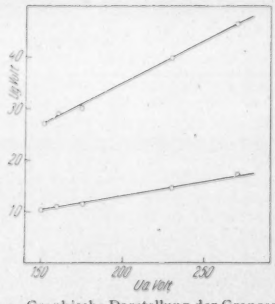

Abb. 3. Graphische Darstellung der Grenzen *G* und *g* des Konstanzbereiches in Abhängigkeit von der Anodenspannung U_a.

Die Stöße eines einfachen Verstärkers sind positiv. Daß der Untersetzer für diesen im Bereich G bis g umkippen kann, ist so zu erklären, daß diese viel härter sind als die positiven Stöße von einer Untersetzeranode.

Eine untere Grenze für das Auflösungsvermögen wurde in folgender Weise bestimmt. Der Untersetzer arbeitet einwandfrei bei Kippschwingungen von 20000 Hz, das Auflösungsvermögen ist danach wenigstens $1/20000 = 5 \cdot 10^{-5}$ Sek. Eine andere Grenze wurde mit einem eigenartigen Zählrohr gefunden, das bei hoher Spannung eine Art Nachentladung ergab, die als zweiter Stoß im Untersetzer wirkt. Die Zeit zwischen den beiden Stößen konnte mit Oszillographen zu $2 \cdot 10^{-5}$ Sek. bestimmt werden.

Erprobt wurde die Untersetzung bis 32fach, die einwandfrei arbeitete.

Herrn Prof. Dr. Kolhörster danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und das ständige Interesse, das er ihr gezeigt hat.

Berlin-Dahlem, 22. April 1938.

(Eingegangen 25. April 1938)

BERICHTE

Beeinflussung der Breite und Lage von Spektrallinien durch Gase

Von Paul Schulz

Inhaltsverzeichnis

§ 1. Das ungestörte Atom (Strahlungsdämpfung und Dopplereffekt).
a) Strahlungsdämpfung
b) Dopplereffekt.
§ 2. Allgemeine Darstellung.
§ 3. Fremddruckverbreiterung.
a) Die Veränderung der Terme unter dem Einfluß von Störatomen.
b) Die statistische Theorie.
c) Die Stoßtheorie.
d) Vergleich mit den Experimenten. Grenzen der Theorien.
e) Breite und Verschiebung der höheren Terme.
§ 4. Eigendruckverbreiterung.
§ 5. Verbreiterung durch Elektronen und Ionen.

Die Absorption bzw. Emission eines Atoms wird durch Nachbarschaft von anderen Atomen oder Molekülen gestört. Eine Erhöhung des Gasdruckes ruft eine Verbreiterung und Verschiebung der Linie hervor. Je nachdem die störenden Atome derselben Art sind oder nicht, spricht man von Eigendruck- oder Fremddruckverbreiterung bzw. Eigendruck- oder Fremddruckverschiebung. Die Eigendruckverbreiterung ist im allgemeinen sehr viel größer als die durch fremde Gase.

Die Linienbreite wird angegeben durch die „Halbwertsbreite", d. i. der Abstand der Wellenlängen, für die die Intensität auf den halben Maximalwert gesunken ist (vgl. Fig. 1). Bezeichnet δ_λ die Halbwertsbreite, so gilt bei symmetrischer Linienform:

$$I\left(\lambda_{\max} + \frac{\delta_\lambda}{2}\right) = \frac{1}{2} I(\lambda_{\max}),$$

wo $I(\lambda)$ die Intensität für die Wellenlänge λ bedeutet.

Die Verschiebung ist die Änderung der Wellenlänge der Maximalintensität gegenüber der der ungestörten Linie.

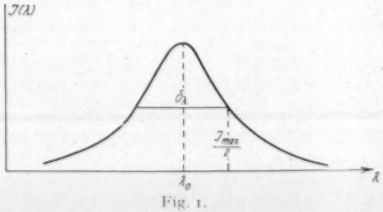

Fig. 1.

Bei Absorptionslinien ist die Linienbreite von der Länge l des Absorptionsweges abhängig. Es ist nämlich die absorbierte Energie dI proportional der jeweiligen Intensität $I(l)$:

$$dI = -\varkappa I(l)\, dl.$$

Die Konstante $\varkappa$ schreibt man meistens in der Form

$$\varkappa = \frac{4\pi n \varkappa}{\lambda_0}$$

$n\varkappa$ heißt der Absorptionskoeffizient, λ_0 ist die Wellenlänge der Maximalintensität der Linie. Es wird also:

$$dI = -\frac{4\pi n \varkappa}{\lambda_0} I(l)\, dl.$$

In unendlich dünner Schicht ist die Intensitätsabnahme proportional $n\varkappa$. Für endliche Schicht folgt aus der letzten Gleichung:

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{4\pi n \varkappa}{\lambda_0} l}.$$

Daraus erhält man für den Verlauf des Absorptionskoeffizienten:

$$n\varkappa = \frac{\lambda_0}{4\pi l} \ln \frac{I_0}{I}.$$

Bei einer konstanten kontinuierlichen Lichtquelle ist $I_0 = \text{const}$.

Die Breite von Emissionslinien ist unabhängig von der Schichtdicke. Denn bei Vergrößerung der Schichtdicke wird die Intensität in allen Teilen der Linie um denselben Faktor erhöht. Die Ergebnisse können aber durch die Reabsorption gefälscht werden. Die Linienform ist hierbei gegeben durch: $I_\nu = I_0\left(1 - e^{-\frac{4\pi n\varkappa}{\lambda} l}\right)$, wobei $n\varkappa$ den Absorptionskoeffizienten, λ die Wellenlänge, I_0 die Frequenz ν ohne Reabsorption bedeuten. Da die Reabsorption am stärksten ist im Maximum der Linie, so wird hierdurch eine Verflachung der Spektrallinie hervorgerufen, d. h. die Breite wird erhöht gegenüber der einer unendlich dünnen Schicht.

Von der Reabsorption zu unterscheiden ist die Selbstumkehr. Die Selbstumkehr wird hervorgerufen durch Absorption in einer dem Emissionsgebiet umgebenden nicht leuchtenden Schicht, während die Reabsorption im selben Volumenelement unter gleichen Bedingungen erfolgt.

Wir werden uns im folgenden stets auf die Breite in unendlich dünner Schicht beziehen. Die Störungen der Linien werden zurückgeführt auf die der Terme. Von diesem Standpunkt aus brauchen Absorption und Emission nicht gesondert betrachtet zu werden, wenn nur die äußeren Bedingungen genau dieselben sind.

§ 1. Das ungestörte Atom

Strahlungsdämpfung

Ein vollkommen ungestört strahlendes, ruhendes Atom sendet kein rein monochromatisches Licht aus, sondern gibt Linien endlicher Breite. Im klassischen Bild, wo das emittierende Atom als Oszillator betrachtet wird, ist dies eine Folge der Ausstrahlung von Energie und der damit verbundenen Dämpfung der Schwingung. Führt man eine Fourierzerlegung der mit einer e-Funktion abklingenden Schwingung $Ae^{-\frac{\gamma}{2}t} e^{i 2\pi\nu_0 t}$ durch, so sieht man, daß sie dargestellt werden kann durch ein ganzes Band von ungedämpften Schwingungen, die sich um die Eigenfrequenz ν_0 des Oszillators lagern. Die Intensitätsverteilung ergibt sich zu:

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\gamma}{2}}{(\omega_0 - \omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}. \qquad (1)$$

wo $\omega_0 = 2\pi\nu_0$ die Eigenfrequenz in Kreisfrequenz gemessen bedeutet. Man nennt einen Intensitätsverlauf nach Gleichung (1) eine „Dispersionsverteilung". γ ist die Dämpfungskonstante. Die Dämpfungskonstante beträgt nach der Strahlungstheorie:

$$\gamma = \frac{4}{3} \frac{e^2}{mc^3} \omega_0^2. \qquad (2)$$

Aus Gleichung (1) sieht man, daß $I(\omega)$ auf den halben Maximalwert gesunken ist für $\omega_0 - \omega = \frac{\gamma}{2}$. γ gibt also die Halbwertsbreite der Linie in Kreisfrequenz an. Wird die Halbwertsbreite im Wellenlängenmaß ausgedrückt, so gilt:

$$\gamma = \frac{4\pi}{3} \frac{e^2}{mc^3} \text{ cm} = 1{,}19 \cdot 10^{-4} \text{ Å}. \qquad (2a)$$

Die Halbwertsbreite in Å ist unabhängig von der Wellenlänge.

Im quantentheoretischen Bild wird die Breite gegeben durch die Unschärfe der beiden kombinierenden Terme (96, 97, 35). Die Intensitätsverteilung ist ebenso wie im klassischen Fall der Betrachtung gegeben durch:

$$I(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\gamma}{2}}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}. \qquad (1a)$$

Die Halbwertsbreite setzt sich hier aus den Werten für die beiden Energieniveaus zusammen:

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 = \frac{2\pi}{h} (\Delta E_1 + \Delta E_2). \qquad (3)$$

Die Energieschärfe ergibt sich nach:

$$\Delta E_i \Delta t_i = \frac{h}{2\pi}. \qquad (4)$$

Aus der Strahlungstheorie folgt für die Anzahl der Übergänge pro Sekunde:

$$\frac{1}{\Delta t_i} = \frac{2e^2}{mc^3} \sum \omega_{ik}^2 f_{ik}. \qquad (5)$$

Die f_{ik} bedeuten die Oszillatorenstärken der Übergänge $i \to k$. Aus Gleichung (3) erhält man unter Berücksichtigung von Gleichung (4) und (5) für die Linienbreite:

$$\gamma = \frac{2e^2}{mc^3} \left(\sum \omega_{1k}^2 f_{1k} + \sum \omega_{2l}^2 f_{2l} \right). \qquad (6)$$

Die Summe ist für jeden Term über alle Übergänge zu tieferen Niveaus zu bilden. Man nennt die Breite nach Gleichung (6) „natürliche Linienbreite".

Bei einer Resonanzlinie ist der untere Term der Grundzustand. Von diesem aus gibt es keine Übergänge zu tieferen Termen, d. h. das eine Glied der Summe in Gleichung (6) fällt fort. Von dem oberen Term ist nur der eine Übergang in den Grundzustand möglich. Von der Summe bleibt allein das Glied $\omega_{21}^2 f_{21}$. Für die *Na-D*-Linie z. B. ist $f_{21} = \frac{1}{3}$. Somit ergibt sich in diesem speziellen Fall der klassische Wert für die Breite:

$$\gamma = \frac{4}{3} \frac{e^2}{mc^3} \omega_{12}.$$

Dopplereffekt

Bewegt sich ein strahlendes Atom relativ zum Beobachter, so erscheint die Frequenz infolge des Dopplereffektes verschoben. Da in einem Gas wegen der thermischen Bewegung alle möglichen Frequenzverschiebungen auftreten, wird hierdurch eine Breite der beobachteten Linie hervorgerufen. Ihre Intensitätsverteilung ist gegeben durch:

$$I(\omega) = \frac{C}{\delta} e^{-\frac{\ln 2}{\delta^2}(\omega_0 - \omega)^2} \tag{7}$$

mit der Halbwertsbreite:

$$\delta = 2\sqrt{\ln 2}\, \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} \tag{8}$$

μ ist das Atomgewicht des strahlenden Atoms.

In Wellenlängenmaß ausgedrückt beträgt die Dopplerbreite:

$$\delta = 2\sqrt{\ln 2}\, \frac{\lambda_0}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}} = 7{,}16 \cdot 10^{-7} \lambda_0 \sqrt{\frac{T}{\mu}}. \tag{8a}$$

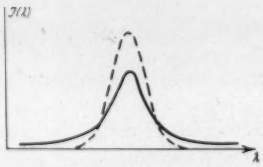

Fig. 2.
——— Dispersionsverteilung.
– – – Dopplerverteilung.

In Fig. 2 geben wir die Dopplerverteilung und die Form der natürlichen Linie. Beide haben in der Abbildung dieselbe Linienbreite und Gesamtintensität.

Die Dopplerbreite ist sehr klein. Für Wasserstoff, dessen Dopplerbreite am größten ist, beträgt sie nach Gleichung (8a) bei 50° C für die $H\alpha$-Linie (6553 Å) 0,082 Å, für die gelbe Quecksilberlinie 5791 Å bei 140° C: 0,006 Å.

Strahlungsdämpfung und Dopplereffekt sind nicht zu vermeiden und treten immer als verbreiternde Ursache auf. Aber, wie wir gesehen haben, sind die hierdurch hervorgerufenen Breiten sehr klein, nämlich von der Größenordnung 10^{-4} Å bzw. etwa 10^{-2} Å. Gegenüber den Effekten, denen wir unsere Aufmerksamkeit vor allem zuwenden wollen, den Verbreiterungen durch Gase, treten sie zurück. Nur bei kleinen Drucken und hohen Temperaturen wird der Dopplereffekt zu beachten sein.

§ 2. Allgemeine Darstellung

Zunächst sei das klassische Bild des Oszillators zugrunde gelegt. Die Eigenfrequenz sei ω_0. Die Schwingung sei gegeben durch:

$$A e^{i\omega_0 t}.$$

Unter der Einwirkung von störenden Atomen ändert sich die Frequenz. Durch die relative Bewegung wird die Störung eine Funktion der Zeit sein. Die Schwingung ist dann darstellbar durch:

$$A e^{i\int \omega(t)\,dt}. \tag{1}$$

Um hieraus die Intensitätsverteilung zu erhalten, muß die Schwingung in einer Fourieranalyse zerlegt werden. Für die Intensitätsverteilung gibt die Fourierzerlegung:

$$I(\omega) = C \left| \int_0^T A(t) e^{i\int_0^t \omega(\tau)\,d\tau} e^{-i\omega t}\, dt \right|^2. \tag{2}$$

Wird die Zeitspanne T, während der der Vorgang verfolgt wird, genügend groß gewählt, so wird die Intensitätsverteilung im Mittel bei allen Atomen die gleiche sein. Die Gleichung (2) stellt also die Linienform dar.

Dieselbe Intensitätsverteilung erhält man auch in der Quantentheorie (94, 64). Unter der Einwirkung der Störatome werden die Energieterme verändert. Die absorbierten oder emittierten Frequenzen erhält man aus der Differenz der beiden kombinierenden Terme. Die Breite der Linie setzt sich zusammen aus der Summe der Breiten der beiden Terme.

Um die Intensitätsverteilung zu erhalten, muß die Fourieranalyse Gleichung (2) durchgeführt werden. Um das zu können, müssen A und ω als Funktionen der Zeit genau bekannt sein und mit diesen Werten muß Gleichung (2) ausgerechnet werden. Das allgemeine Problem ist bisher nicht gelöst. Man kann aber zwei Grenzfälle behandeln.

Ist ein strahlendes Atom von vielen störenden Atomen umgeben und befinden sich diese in

Ruhe, so wird nicht die Frequenz ω_0 ausgesandt, sondern wegen der konstanten Störung eine verschobene Frequenz ω. Berücksichtigen wir jetzt, daß die Störung wegen der bei der thermischen Bewegung auftretenden Dichteschwankungen von der Zeit abhängt, so wird ω eine Funktion der Zeit werden. Machen wir die Voraussetzung, daß diese Änderung langsam erfolgt, so werden in der Fourierzerlegung im wesentlichen nur die Frequenzen auftreten, die infolge der Störung tatsächlich angenommen worden sind, und zwar mit einem Gewicht, das der Dauer der betreffenden Störung entspricht. Die Intensität, mit der eine Frequenz auftritt, wird also gegeben durch die Häufigkeit einer relativen Anordnung der Atome, die gerade eine derartige Störung hervorruft, daß die betreffende Frequenz ausgesandt wird. Die Intensitätsverteilung ist gleichzusetzen einer Häufigkeitsverteilung von bestimmten Atomanordnungen. Wir wollen Theorien, die nach diesen Gesichtspunkten arbeiten, statistische Theorien nennen.

Wegen der thermischen Bewegung werden mit einer gewissen Häufigkeit auch sehr nahe Passagen von Strahlatom und einem Störatom vorkommen. Da die Wechselwirkungskräfte sehr schnell mit der Entfernung abnehmen (bei den Van der Waalsschen Kräften z. B. mit $\frac{1}{r^6}$), wird für den kurzen Augenblick des Vorbeifluges eine sehr große Frequenzänderung stattfinden, gegenüber der die Störung durch alle anderen entfernteren Atome vernachlässigbar ist. Danach nimmt der Oszillator wieder die ursprüngliche Frequenz an. Die Phase der Schwingung hat sich während der Störung um $\int_{-\infty}^{+\infty} \omega_0(\tau)\, d\tau$ geändert. Ist die Zeit der merklichen Beeinflussung klein gegen die Flugzeit zwischen zwei Einwirkungen, so kann der Vorgang als Stoß aufgefaßt werden, bei dem weiter nichts geschieht, als daß sich die Phase ändert. Das Problem vereinfacht sich also zu folgendem: Die Schwingung erfolgt während der Zeit zwischen zwei Zusammenstößen ungestört. Im Augenblick des Stoßes ändert sich die Phase um $\int_{-\infty}^{+\infty} \omega_0(\tau)\, d\tau$. Die Fourierzerlegung dieser abgehackten Schwingung führt zu einer Breite der Linie.

Diese zweite Art der Betrachtung wollen wir als Stoßtheorie bezeichnen, die hiernach hervorgerufene Breite als Stoßbreite. Wie wir sehen werden, überwiegt die Stoßbreite die statistische Breite bei weitem. Nur bei sehr hohen Drucken wird die statistische Breite von größerer Bedeutung.

§ 3. Fremddruckverbreiterung

Wir wollen uns zunächst nur mit dem Einfluß fremdartiger Atome beschäftigen. Die speziellen Probleme einer Eigendruckverbreiterung sollen erst im Anschluß hieran erörtert werden.

a) Die Veränderung der Terme unter dem Einfluß von Störatomen

Nähert sich einem Atom ein anderes, so wird die potentielle Energie des Systems beider Atome geändert. In Fig. 3 tragen wir die Termenergie

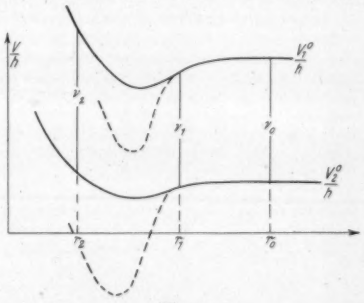

Fig. 3.

in Abhängigkeit vom Abstand, die Potentialkurven, auf. V_1 und V_2 seien die beiden Energieniveaus, die zu der betrachteten Spektrallinie gehören. Bei großem Abstand des Fremdatoms sind die beiden Terme ungestört. Ihre Differenz entspricht der ungestörten Linie ν_0. Bei Annäherung werden die Terme im allgemeinen zunächst erniedrigt. Das würde bedeuten: die beiden Atome ziehen sich an. Bei noch größerer Annäherung geht die Anziehung entweder nach einem flachen Minimum in eine Abstoßung über (siehe Fig. 3 ausgezogen), oder es gibt eine starke Anziehungskurve, die erst nach einem ausgeprägten Minimum in eine Abstoßung übergeht (siehe Fig. 3 gestrichelt). Der letzte Fall entspricht einer echten chemischen Bindung. Wir wollen uns hier nur für das Gebiet nicht zu starker Bindung interessieren, d. h. wir schließen die Bandenspektren aus. Weizel (99) und Jablonsky (40) haben als erste darauf hingewiesen, daß die Veränderung der Potentialkurven zur Erklärung der Linienbreiten herangezogen werden kann. Es wird vorausgesetzt, daß das Franck-Condon-Prinzip seine Gültigkeit behält, d. h. der Quantensprung, der zur Lichtaussendung führt, soll so schnell erfolgen, daß keine merkliche Änderung des Abstandes während dieser Zeit eintritt. Erfolgt der Übergang z. B. bei einem gegenseitigen

Abstand r_2 der Atome, so ist die ausgesandte Frequenz nicht ν_0, sondern ν_1. In der Fig. 3 ist diese Frequenz kleiner als ν_0. Im allgemeinen ist dieser Fall gegeben. Haben die beiden Atome im Augenblick des Quantensprunges den Abstand r_2, so hat die Frequenz den Wert $\nu_2 > \nu_0$.

Wir betrachten zunächst sehr große Annäherungen. Wir behandeln damit das Grenzgebiet zwischen den kontinuierlichen Spektren und den Linienbreiten.

Solche Annäherungen sind sehr selten. Die Häufigkeit, ein Atom im Abstand r anzutreffen, ist proportional $4\pi r^2 dr e^{-\frac{q(r)}{kT}}$; $4\pi r^2 dr$ ist das Volumen einer Kugelschale mit dem Radius r und der Dicke dr und ist proportional der Häufigkeit, ein Atom in der Schale anzutreffen, wenn die Verteilung der Atome gleichmäßig ist. $e^{-\frac{q(r)}{kT}}$, wo $q(r)$ das gegenseitige Potential der Atome ist, gibt die Korrektion auf Grund der Maxwell-Boltzmann-Verteilung. Die Wahrscheinlichkeit, daß gleichzeitig mehrere Atome in so großer Nähe sind, ist verschwindend gering. Unter der Annahme, daß durch die nahe Einwirkung zweier Atome die Emissionswahrscheinlichkeit nicht verändert wird, erhält man hieraus die Häufigkeitsverteilung der ausgesandten Frequenzen. Verlaufen die Potentialkurven wie in Fig. 3 gezeichnet, so erscheint auf der kurzwelligen Seite der Linie ein langsamer kontinuierlicher Abfall mit einer im Verhältnis zur Linienmitte sehr geringen Intensität. Dies ist der Verlauf, wie er bei den Linien vieler Metalle (*Hg, Tl, Cd, Cs*) bei Zusatz von etwas Edelgas und auch bei reinen Metallen ohne Edelgaszusätze beobachtet wurde (72, 73, 43, 52, 79, 80). Die Intensität der Ausläufer im Verhältnis zur Linienmitte ist von der Größenordnung von etwa 10^{-3} bis 10^{-4}. Um sie zu erhalten, muß die Linienmitte stark überbelichtet werden. Fig. 4 zeigt als Beispiel eine Aufnahme der *Hg* 2537 Å bei Zusatz von 10 mm *He* von Preston. Der untere Teil der Abbildung gibt die Photometerkurve.

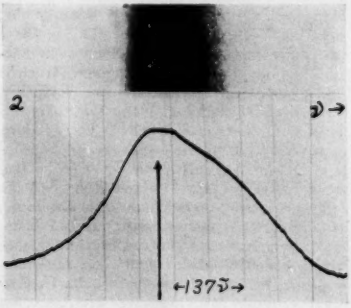

Fig. 4. Quecksilberlinie 2537 Å bei Zusatz von 10 mm Helium. (Nach Preston.)

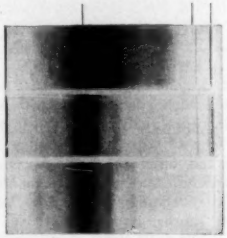

Fig. 5. Thalliumlinie 5350 Å bei Zusatz von Helium (a), Neon (b) und Argon (c). (Nach Krefft und Rompe.)

Bei anderer gegenseitiger Lage der Potentialkurven können die Ausläufer auch an der roten Seite erscheinen.

Nicht erklärt werden durch dieses einfache Bild die diffusen Banden mit einem Maximum und scharfen Kanten. Als Beispiel hierfür zeigen wir in Fig. 5 die Thalliumlinie 5350 Å bei Zusatz von Helium (a), Neon (b) und Argon (c) nach Krefft und Rompe (l. c.).

Preston (l. c.) sucht die Erscheinung dadurch zu erklären, daß die Potentialkurven für den oberen und unteren Zustand ein Stück parallel laufen. Die diesem Stück entsprechenden Frequenzen treten dann besonders häufig auf.

Die theoretische Behandlung der kontinuierlichen Ausläufer der Linien geschah hier nach einem Verfahren, das wir in § 2 als statistische Theorie bezeichnet hatten. Die Berechtigung dieser Überlegungen wird noch nachzuweisen sein, da es sich hier doch um Wirkungen einzelner Fremdatome handelt, also die Stoßtheorie viel angebrachter erscheint. Nach einer Abschätzung von Kuhn und London (51) soll dieses Verfahren hier aber doch anwendbar sein, wie noch in § 3d ausführlich gezeigt wird.

b) Die statistische Theorie

Wir wollen uns nun näher mit der statistischen Theorie befassen. Um weiter zu kommen, muß ein bestimmtes Wechselwirkungsgesetz zwischen den Atomen zugrunde gelegt werden.

In größerem Abstand wirken zwischen zwei Atomen Anziehungskräfte, die als Van der

Waalssche Kräfte bezeichnet werden. Ihr Potential fällt in erster Näherung mit der 6. Potenz der Entfernung

$$\frac{1}{h}(V_1 - V_1^0) = -\frac{C_1}{r^6}, \qquad (1)$$

wobei V_1 das Potential des angeregten Zustandes bedeutet, wenn sich einem angeregten Atom ein fremdes Atom oder Molekül nähert, z. B. einem Quecksilberatom im 2^3P_1-Zustand ein Argonatom im Grundzustand. V_1^0 ist das Potential des ungestörten Atoms. C_1 ist eine Konstante, die nach der Theorie der Londonschen Polarisationskräfte (58, 59) berechnet werden kann. Befindet sich das Atom in einem anderen Zustand, z. B. dem Grundzustand, so gilt ein gleiches Gesetz aber mit einer anderen Konstanten C_2:

$$\frac{1}{h}(V_2 - V_2^0) = -\frac{C_2}{r^6}. \qquad (2)$$

Erfolgt ein Übergang im Abstand r, so ist die ausgestrahlte Frequenz

$$\nu(r) = \frac{1}{h}(V_1 - V_2) \qquad (3)$$

oder die Differenz gegenüber der ungestört ausgestrahlten Frequenz:

$$\nu(r) - \nu_0 = \frac{1}{h}\left((V_1 - V_1^0) - (V_2 - V_2^0)\right). \qquad (4)$$

Werden die Werte für V_1 bzw. V_2 aus Gleichung (1) und (2) eingesetzt, so erhält man:

$$\nu(r) - \nu_0 = -\left(\frac{C_1}{r^6} - \frac{C_2}{r^6}\right) = -\frac{C}{r^6}. \qquad (5)$$

$C = C_1 - C_2$ ist meistens eine positive Konstante, d. h. $\nu(r)$ ist im allgemeinen kleiner als ν_0 (vgl. Fig. 6).

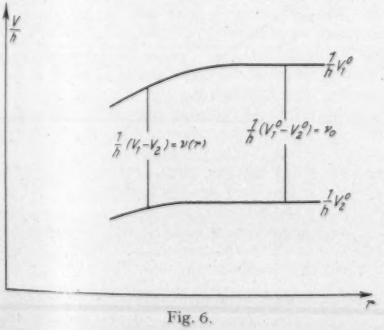

Fig. 6.

Die Londonschen Polarisationskräfte sind additiv. Zwei Fremdatome in größeren Abständen rufen dieselbe Potentialänderung hervor wie ein einziges in entsprechend kleinerem Abstand befindliches Störatom. Die Häufigkeit, ein Fremdatom im Abstand r anzutreffen, ist proportional dem Volumen der Kugelschale mit dem Radius r: $\sim 4\pi r^2 dr$ unter Vernachlässigung des Boltzmannfaktors. Sehr große Annäherungen sind also selten. Die Störung, die hierdurch hervorgerufen wird, ist wegen des steilen Abfalls der Wechselwirkungskräfte sehr beträchtlich. Wir beschränken uns nun zunächst auf so große Störungen, daß die Wahrscheinlichkeit gleichzeitig mehrere Fremdatome anzutreffen, die eine vergleichbare Frequenzänderung hervorrufen, verschwindend gering ist. Andererseits sollen die Abstände so groß sein, daß die Londonschen Polarisationskräfte noch als Wechselwirkungskräfte angenommen werden können.

Die ausgestrahlte Intensität $I(\nu)$ im Frequenzintervall $d\nu$ soll proportional sein der Häufigkeit, ein Fremdatom in einem solchen Abstand r anzutreffen, daß infolge der hervorgerufenen Störung gerade die Frequenz ν emittiert wird:

$$I(\nu)\,d\nu = A \cdot 4\pi r^2 dr. \qquad (6)$$

Unter Berücksichtigung von Gleichung (5) folgt hieraus:

$$I(\nu) = \frac{2}{3}\pi A \frac{C^{1/2}}{(\nu_0 - \nu)^{3/2}}. \qquad (7)$$

Diese von Kuhn (46, 47, 48) entwickelte Theorie verlangt einen Abfall der Intensität mit $(\nu_0 - \nu)^{-3/2}$, und zwar auf der roten Seite der Linie, wenn C positiv ist, und auf der violetten Seite bei negativem C. Sie beschränkt sich von vornherein auf große Frequenzänderungen, d. h. auf die äußeren Teile der Linien (Linienflügel).

Margenau (63) berechnet die Häufigkeit des Auftretens einer bestimmten Energiestörung unter Berücksichtigung der gleichzeitigen Einwirkung vieler Teilchen für die gesamte Linie. Für die zu einem bestimmten Zeitpunkt ausgesandte Frequenz gilt:

$$\nu = \nu_0 - \sum \frac{C}{r_i^6},$$

wo r_i die Abstände der einzelnen Störatome vom strahlenden Atom bedeuten. Infolge der statistischen Schwankungen der Dichte werden in einem längeren Zeitintervall sehr viele verschiedene Frequenzen auftreten. Dadurch wird eine Breite der Linie hervorgerufen, während ohne die Dichteschwankungen nur eine (verschobene)

Frequenz emittiert würde. Margenau erhält als Häufigkeitsverteilung:

$$\left.\begin{aligned} I(\nu) &= \lambda \cdot (\nu_0 - \nu)^{-3/2} e^{-\frac{\pi\lambda^2}{\nu_0-\nu}} \quad \text{für } \nu_0 - \nu > 0 \\ I(\nu) &= 0 \qquad\qquad\qquad\qquad\quad \text{für } \nu_0 - \nu < 0 \end{aligned}\right\} \quad (8)$$

mit

$$\lambda = \frac{2}{3}\pi C^{1/2} \cdot N .$$

N ist die Anzahl der Fremdatome pro cm³.

Für das Maximum ergibt sich hieraus:

$$\nu_0 - \nu = \frac{2}{3}\pi\lambda^2 = \left(\frac{2}{3}\pi\right)^3 \cdot C \cdot N^2 . \quad (9)$$

Dieser Wert gibt uns die Verschiebung der Linie an. Man erhält eine quadratische Abhängigkeit von der Dichte. Für große $\nu_0 - \nu$ geht Gleichung (8) in

$$I(\nu) = \text{const}\ \frac{C^{1/2}}{(\nu_0 - \nu)^{3/2}}$$

über.

Die Kuhnsche Gleichung (7) ist also in der Margenauschen mitenthalten.

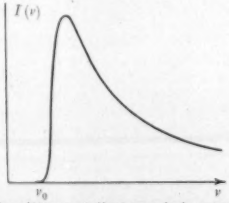

Fig. 7. Intensitätsverteilung nach der statistischen Theorie. (Nach Margenau.)
ν_0 Lage der ungestörten Linie.

Fig. 7 zeigt die Intensitätsverteilung nach Margenau. Man sieht sowohl die Verschiebung wie auch die Unsymmetrie der Linie.

Bevor wir auf eine nähere Diskussion des gewonnenen Materials eingehen, wollen wir die Stoßtheorie betrachten.

c) Stoßtheorie

Wir wenden uns nun dem Fall zu, daß die Störungen im wesentlichen bei der nahen Passage einzelner Fremdatome erfolgen und derart kurz sind, daß wir sie als Stoß auffassen können. Wie wir in § 2 gesehen haben, ist die Wirkung die, wie wenn ein Phasensprung vom Betrage $\int_{-\infty}^{+\infty} \omega(\tau)\, d\tau$ auftritt, während zwischen zwei Stößen die Schwingung ungestört erfolgt.

Eine ähnliche Vorstellung über die Verbreiterungserscheinungen ist schon in der Lorentzschen Stoßdämpfungstheorie entwickelt worden. Bei einem Zusammenstoß zwischen einem schwingenden und einem Störatom wird die Schwingung abgebrochen (auslöschende Stöße), während sie in der Zeit zwischen zwei Zusammenstößen ungestört erfolgt. Die Fourierzerlegung der abgehackten Schwingung führt zu einer Intensitätsverteilung der Form

$$I(\omega) = C\ \text{const}\ \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{\tau_0}\right)^2} \quad (1)$$

wobei τ_0 die Zeit zwischen zwei Stößen bedeutet; $\frac{1}{\tau_0}$ ist dann die Stoßzahl in der Sekunde. Nach der kinetischen Gastheorie beträgt die Stoßzahl:

$$\frac{1}{\tau_0} = \pi\varrho_0^2 N \cdot v = 2\varrho^2 N \sqrt{2\pi k T \frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}} . \quad (2)$$

Darin bedeuten: v die Relativgeschwindigkeit der Stoßpartner, N die Anzahl der Störatome pro cm^3, m_1 die Masse des leuchtenden Atoms, m_2 die Masse des Störatoms. ϱ ist der Stoßdurchmesser.

Die Intensitätsverteilung Gleichung (1) ist eine Dispersionsverteilung wie bei der natürlichen Linie. Die halbe Halbwertsbreite in Kreisfrequenz beträgt:

$$\frac{\delta_{st}}{2} = \frac{1}{\tau_0} . \quad (3)$$

Die ganze Halbwertsbreite in Wellenzahlen ist demnach:

$$\delta_{st} = \frac{1}{\pi c \tau_0} . \quad (3a)$$

Ist der Stoßdurchmesser bekannt, so kann man aus Gleichung (3a) und (2) die Halbwertsbreite berechnen. Umgekehrt ist bei bekannter Halbwertsbreite durch die beiden Gleichungen ein Stoßquerschnitt definiert. Füchtbauer und Mitarbeiter (17, 21) fanden, daß der hiermit bestimmte Stoßquerschnitt bedeutend größer ist, als der gaskinetische. Nach der Lorentzschen Theorie müßte er die Größe des Wirkungsdurchmessers für Auslöschung der Resonanzfluoreszenz haben. Die Erfahrung zeigt aber, daß Gase, die die Resonanzfluoreszenz nicht auslöschen, genau so eine Verbreiterung der Linien verursachen. Füchtbauer führt im Gegensatz zum gaskinetischen und auslöschenden einen optischen Wirkungsdurchmesser ein.

Im allgemeinen wird bei einer Passage von Störatom und Strahlatom die Schwingung nicht ausgelöscht, sondern nur eine Phasenänderung um $\int_{-\infty}^{+\infty} \omega_0(\tau)\, d\tau$ hervorgerufen. Wie oben erwähnt,

können bei den nahen Passagen diese Phasenänderungen durch einen Phasensprung ersetzt werden. Es entsteht nun die Frage, welche Phasensprünge sind im Mittel einem auslöschenden Stoß äquivalent. Weißkopf (94) bezeichnet alle diejenigen Passagen als Stöße, bei denen sich die Phase (in Kreisfrequenz gemessen) um mindestens 1 ändert. Man kann dies als eine Definition des optischen Wirkungsdurchmessers ϱ auffassen. Es muß also sein:

$$\Theta = \int_{-\infty}^{+\infty} \Delta\omega_0(r)\,dt \sim 1, \qquad (4)$$

wo $r = \sqrt{v^2t^2 + \varrho^2}$ ist. v ist die relative mittlere Geschwindigkeit der Stoßpartner.

Nehmen wir als Wechselwirkung die Londonschen Polarisationskräfte an, so ist

$$\Delta\omega = -\frac{C}{r^6}$$

und es ergibt sich der optische Wirkungsdurchmesser nach Gleichung (4) aus

$$C\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dt}{(v^2t^2+\varrho^2)^3} \sim 1$$

zu

$$\varrho = \sqrt[5]{\frac{C}{v}}. \qquad (5)$$

Die Annahme, daß eine Wechselwirkung im Mittel gerade dann als Stoß wirkt, wenn die Phasenänderung 1 ist, ist natürlich willkürlich. Kuhn (46, 51) definiert z. B. den Wirkungsdurchmesser durch die Bedingung, daß

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\omega(t)}{2\pi}\,dt \sim \tfrac{1}{2}$$

ist.

Man erlangt damit unter Zugrundelegung der Londonschen Polarisationskräfte:

$$\varrho = \sqrt[5]{2{,}35\,\frac{C}{v}}. \qquad (5a)$$

Bis auf den Faktor $\sqrt[5]{2{,}35} = 1{,}19$ stimmt das Ergebnis mit dem von Weißkopff überein.

Kürzlich hat Reinsberg[1]) den optischen Wirkungsquerschnitt unmittelbar aus den van der Waalsschen Kräften ohne Zugrundelegung eines bestimmten Phasensprunges berechnet und kommt dabei bis auf einen Faktor zu demselben Ergebnis.

1) Für Mitteilung der Überlegungen vor ihrer Veröffentlichung spreche ich Herrn Dr. C. Reinsberg auch an dieser Stelle meinen Dank aus.

Unter Verwendung der Beziehungen (5) bzw. (5a), (2) und (3a) können also die sich nach diesen Überlegungen ergebenden Linienbreiten berechnet werden.

d) Vergleich mit den Experimenten. Grenzen der Theorien

Im allgemeinen werden die Verbreiterungen sowohl nach der Stoßtheorie als auch nach der statistischen Theorie wirksam sein. Die Stoßtheorie hatte eine symmetrische Breite, nämlich gleich der doppelten Stoßzahl, wenn die Breite in Kreisfrequenz gemessen wird, und eine symmetrische Intensitätsverteilung nach der Dispersionsform ergeben [(1) und (3) § 3c]. Die Abhängigkeit der Breite von der Dichte ist linear. Nicht wiedergegeben durch die Stoßtheorie wird die Unsymmetrie. Die statistische Theorie enthält die Unsymmetrie und gibt eine Abhängigkeit von Breite und Verschiebung mit dem Quadrat der Dichte [(8) und (9) § 3b].

Nach unseren Erwartungen sollten bei kleineren Drucken die Stoßbreiten überwiegen, während bei sehr großen Drucken und niedrigen Temperaturen der statistische Anteil immer mehr hervortreten sollte.

Die von der Stoßtheorie geforderte lineare Abhängigkeit der Breite von der Dichte wird durch eine Reihe von experimentellen Arbeiten bestätigt. Füchtbauer, Joos und Dinkelacker (18) haben eine sehr sorgfältige und eingehende Untersuchung der Breite der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å vorgenommen. Als verbreiternde Gase dienten A, N_2, H_2, CO_2. Die Breite ist genau proportional dem Druck. Diese Abhängigkeit wurde in einem Bereich von 1—50 at geprüft. Margenau und Watson (62) haben die Druckproportionalität der Breiten der *Na-D*-Linien für eine Reihe von Fremdgasen in einem Bereich bis zur relativen Dichte 10 festgestellt, nachdem Füchtbauer und Schell (21) diese Abhängigkeit für einen kleineren Druckbereich und Minkowski (69) und Korff (44, 45) für kleine Fremddrucke beobachtet haben. Bei der K-Resonanzlinie, durch Stickstoff verbreitert, finden Watson und Margenau (93) für große Dichten ein mehr als lineares Anwachsen. Ein ähnliches Ergebnis erhält Hull (37) für die Natrium-Resonanzlinie bei großen Drucken von Argon und Stickstoff. Das mehr als lineare Anwachsen wird bemerkbar bei einer relativen Dichte von etwa 14. Die Verbreiterungen der Linien des zweiten Dubletts der Rubidiumhauptserie durch Argon, Helium und Neon sind bis zu Drucken von 12 Atm. dem Druck proportional (71b).

Wenn wir von extrem großen Dichten absehen, ist die lineare Druckabhängigkeit sehr

gut bestätigt, d. h. die Verbreiterungserscheinungen werden durch die Stoßtheorie wiedergegeben.

Ebenso wie die Atomlinien zeigen auch die Bandenlinien Verbreiterungserscheinungen (3, 4, 5, 34, 39, 54, 56, 65, 91, 101).

Ihre Breite ist proportional dem Druck, wie Becker (l. c.) an der 1,74 μ-Bande von *HCl* für Drucke von 3–11 at und Cornell und Watson (l. c.) an der 1,04 μ-Bande des *HCN* gezeigt haben, und zwar ist sie für alle Linien einer Bande die gleiche.

Über die Temperaturabhängigkeit der Linienbreite liegt eine Messung von Orthmann (74) vor. Die Breite der Quecksilberresonanzlinie 2537 Å bei Zusatz von H_2 wurde dadurch bestimmt, daß die als Resonanzstrahlung erhaltene scharfe Linie 2537 Å ein Gefäß mit Quecksilberdampf und Wasserstoff passieren mußte und dort z. T. absorbiert wurde. Aus der Schwächung der Gesamtintensität wurde auf die Breite der Absorptionslinie geschlossen. Es zeigte sich, daß eine Erhöhung der Temperatur von T_1 auf T_2 dieselbe Breite hervorruft, wie eine Druckerhöhung auf das $\sqrt{\frac{T_2}{T_1}}$-fache. Dies ist die Temperaturabhängigkeit, die die Stoßdämpfungstheorie nach Gleichung (3a) in § 3c und Gleichung (2) in § 3c fordert, wenn der Stoßquerschnitt unabhängig von der Geschwindigkeit ist.

Nach Gleichung (5) in § 3c soll der Querschnitt schwächer von der Geschwindigkeit abhängen. Dieser Versuch würde also der Weißkopfschen Auffassung des Stoßquerschnittes widersprechen. Wir werden später (Tabelle I) noch sehen, daß für Wasserstoffquecksilber nicht der optische Querschnitt nach Weißkopff, sondern der Auslöschungsdurchmesser für Resonanzfluoreszenz maßgeblich ist. Doch kann man sagen, daß zur Klärung dieser Frage noch eine größere Reihe von Experimenten gemacht werden müßte, mögiichst nach einer mehr direkten Methode.

Aus den quantitativen Angaben über die Breiten kann der optische Wirkungsdurchmesser nach Gleichung (3a) in § 3c und Gleichung (2) in § 3c berechnet werden.

In Tabelle I sind die so bestimmten optischen Wirkungsdurchmesser für die Quecksilberlinie 2537 Å gegen verschiedene Gase wiedergegeben. Zum Vergleich sind die nach Gleichung (5) in § 3c berechneten Werte eingetragen. Einzelheiten über die Berechnung der C-Konstanten siehe etwa V. Weißkopff (98). Dieser Arbeit ist auch die Tabelle entnommen worden. Tabelle II gibt die optischen Wirkungsdurchmesser der *Na-D*-Linien gegen fremde Gase wieder. Für Gase, die die Resonanzfluoreszenz auslöschen, ist der Auslöschungsdurchmesser eingetragen. Wie man sieht, ist für diese Gase der Auslöschungsquerschnitt für die Breite maßgeblich.

Tabelle I

Optische Wirkungsdurchmesser der *Hg*-Linie 2537 Å gegen verschiedene Fremdgase in Å

	H_2	*He*	*Ar*	*Ne*	N_2	O_2	CO_2	*CO*
Füchtbauer, Joos, Dinkelacker (18)	5,27	—	9,44	—	8,05	8,07	11,2	—
Zemanski (101)	4,95	3,88	7,85	—	7,15	—	—	6,68
Kunze (53)	—	5,1	8,8	6,1	—	—	—	
Weißkopff, theoret. nach Gleichung (5) in § 3c	max —	5,0	8,3	6,7	7,9	—	9,1	
	min —	3,2	5,4	4,4	5,1	—	6,0	
Auslöschungsdurchmesser nach Stuart[1]	5,2	—	—	—	—	7,7	—	6,9

Tabelle II

Optische Wirkungsdurchmesser der *Na-D*-Linien gegen verschiedene Fremdgase in Å

	H_2	*He*	*Ar*	*Ne*	N_2
Schütz (84)	5,8	5,6	9,0	6,15	8,3
Minkowski (70)	—	—	7,9	—	7,7
Weißkopff, theoret. nach Gleichung (5) in § 3c max	—	6,3	10,0	7,9	—
Weißkopff, theoret. nach Gleichung (5) in § 3c min	—	4,8	7,6	6,0	—
Auslöschungsdurchmesser nach Mankopff[2]	4,5	—	—	—	8,2

Die Übereinstimmung mit den theoretischen Werten ist ziemlich befriedigend. Für Gase, die die Resonanzfluoreszenz stark auslöschen, ist der optische Wirkungsquerschnitt durch den Auslöschungsquerschnitt gegeben. Hier ist also die Stoßdämpfung in der ursprünglich von Lorentz angenommenen Art die maßgebende.

1) H. A. Stuart, Ann. d. Phys. **32**, 262, 1925.
2) R. Mankopff, Ann. d. Phys. **86**, 315, 1928.

Auf jeden Fall sieht man, daß die Stoßtheorie in erster Näherung die Verhältnisse richtig wiedergibt. Aber es ist nur eine erste Näherung. Schon Füchtbauer und Hofmann (17) zeigten, daß die blaue Cäsiumlinie durch Stickstoff unsymmetrisch verbreitert wird, während ja die Stoßtheorie eine symmetrische Dispersionsform der Linie fordert. Sehr eingehende Untersuchungen über die Intensitätsverteilung werden in der klassischen Arbeit von Füchtbauer, Joos und Dinkelacker (18) an der *Hg*-Linie 2537 Å gemacht. Die Linie wird durch N_2, CO_2, A, O_2, H_2O nach Rot verbreitert, nur H_2 gibt eine schwache Violettunsymmetrie. Als Beispiel zeigen wir in Fig. 8 die Verbreiterung durch Argon. Der gestrichelte Kurvenast ist symmetrisch zur violetten Seite gezeichnet. Man erkennt deutlich die Abweichung infolge der Unsymmetrie.

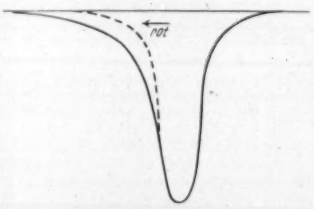

Fig. 8. Unsymmetrische Verbreiterung der Quecksilberlinie 2537 Å durch Argon.
(Nach Füchtbauer, Joos und Dinkelacker.)

Weitere Messungen der Unsymmetrie stammen von Margenau und Watson (62), für die *Na-D*-Linien mit A, N_2, H_2, bei Kalium mit Stickstoff bis 30 at (93). Alle Gase mit Ausnahme von Wasserstoff verursachen Rotunsymmetrie, während Wasserstoff eine geringe Violettunsymmetrie hervorruft. Bei kleineren Fremdgasdrucken hat Minkowski (70, 71) die durch He, H_2, Na, A, N_2 verbreiterten *Na-D*-Linien gemessen. Mit Ausnahme von H_2 und He, die eine leichte Violettunsymmetrie bewirken, verbreitern alle Gase nach Rot.

In der Unsymmetrie deutet sich die statistische Breite, die sich nach Margenau im allgemeinen besonders an der roten Linienseite bemerkbar machen soll, an. Doch wird noch bei weitem die Verbreiterung infolge Stoßdämpfung überwiegen, da die lineare Abhängigkeit von der Dichte, wie oben gezeigt wurde, ziemlich genau vorliegt, während die Margenausche Theorie ein Wachsen mit dem Quadrat der Dichte fordert. Das mehr als lineare Anwachsen bei sehr großen Fremdgasdrucken zeigt aber, daß hier der statistische Effekt allmählich stärker hervortritt. Das zeigen auch die Konturen einiger Linien in der Quecksilberhochdruckentladung (etwa 20 at), die nach Rompe und Schulz (83) als statistische Verbreiterungen erklärt werden.

Überdies hat Hull (38) für große Fremdgasdichten keine Abhängigkeit der Breite von der Temperatur finden können, wie die Stoßtheorie fordert, während bei kleineren Dichten eine Erhöhung der Temperatur eine Vergrößerung der Breite hervoruft.

Für die Verschiebung führt die statistische Theorie zu einer quadratischen Abhängigkeit von der Dichte [Gleichung (9) in § 3b]. Dies steht im Widerspruch zu den Experimenten. Füchtbauer, Joos und Dinkelacker (18) haben an der Quecksilberlinie 2537 Å die Verschiebung durch eine Reihe von Fremdgasen untersucht und eine lineare Abhängigkeit von der relativen Dichte erhalten. Watson und Margenau (93) und Hull (37) haben bei der Kaliumresonanzlinie für kleinere Fremdgasdrucke ebenfalls eine lineare Abhängigkeit beobachtet, während bei großen relativen Dichten (> 14) die Verschiebung mehr als proportional mit der Dichte wächst. Ein mehr als proportionales Ansteigen für große Fremdgasdichten haben auch Ny und Ch'en (71b) beim zweiten Rubidiumdublett beobachtet. Bei kleineren Temperaturen besteht zudem noch eine Abhängigkeit von der Temperatur (37). Dies alles spricht gegen die Deutung auf Grund der statistischen Theorie. In neuester Zeit hat Reinsberg (82a) eine Erklärung der Verschiebungen gefunden. Die Verschiebung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen: Einem Anteil, der von der Gesamtheit der Störatome herrührt, und einem zweiten, der durch die nahen Vorbeigänge von einzelnen Störatomen hervorgerufen wird. Der erste Anteil kann mit der statistischen Theorie erfaßt werden. Der zweite Anteil ist der zeitliche Mittelwert der kurzen Störungen während eines Vorbeifluges und liefert eine Verschiebung, die linear vom Druck abhängt.

Wir haben gesehen, daß die nach der statistischen Theorie hervorgerufene Intensitätsverteilung im allgemeinen fast völlig überdeckt wird durch die Dispersionsverteilung infolge der Stöße. Man kann aber zeigen, daß für den Linienflügel die statistische Theorie nach Kuhn und Margenau, die eine Intensitätsverteilung der Form [Gleichung (7) in § 3b]

$$I(\nu) = \frac{C}{(\nu_0 - \nu)^{5/2}}$$

verlangt, zur Geltung kommt.

Die Frequenzen des Linienflügels werden bei sehr nahen Passagen von Störatomen und Strahler ausgesandt, das ist an sich gerade der Fall,

wo die Stoßtheorie gelten sollte. Wir betrachten nun einen Vorbeiflug genauer. Die Schwingung $A \cdot e^{2\pi i \nu t}$ mit kontinuierlich sich ändernder Frequenz ersetzen wir im Zeitintervall t_1 bis t_2, in dem sich die Phase $\int_{t_1}^{t_2} 2\pi\nu(t)\,dt$ gerade um π geändert hat, durch die Schwingung $A \cdot e^{2\pi i \nu (t_1)}$ mit konstanter Frequenz, im Zeitintervall $t_2 \ldots t_3$, in dem sich die Phase abermals um π ändert, durch $A \cdot e^{2\pi i \nu (t_2)}$ usw.

Wir ersetzen also die stetig veränderliche Schwingung durch einzelne abgehackte Schwingungszüge. Die Fourierzerlegung der Schwingungszüge ergibt eine Breite, die der Unschärfe der aus der statistischen Theorie folgenden Werte ν_1, ν_2 . . . infolge der gegenseitigen Bewegung der Atome entspricht. Unter der Voraussetzung der Londonschen Polarisationskräfte als Wechselwirkungskräfte ergibt sich nach Kuhn und London (51) für die Unschärfe $\delta\nu$:

$$\frac{\delta\nu}{\nu_0 - \nu} \sim |\nu r^{2,5}.$$

Die Formel zeigt, daß sie im Verhältnis zur Frequenzänderung durch die Störung am kleinsten ist bei kleineren Atomabständen, das sind große Frequenzänderungen, also in den äußeren Teilen der Linie, während sie für das Gebiet der Linienmitte sehr groß wird. Ist zur Zeit t_1 gerade die Wechselwirkung vom vorhergehenden Stoß beendet, so entspricht das Zeitintervall $t_1 \ldots t_2$ etwa der im Verhältnis großen Zeit t zwischen zwei Stößen. Die Fourierzerlegung liefert also mit großer Intensität eine Dispersionsverteilung um die ungestörte Frequenz. Daneben treten dann die verschobenen Frequenzen entsprechend ihrer kleineren Aufenthaltsdauer im zugehörigen Störbereich mit geringer Intensität gleichfalls durch eine Dispersionsverteilung verschmiert auf.

Die theoretische Aussage wird durch eine Reihe von Experimenten gestützt. Messungen von Minkowski (71) an den *Na-D*-Linien, sowie von Kuhn u. a. (46, 47, 48, 50, 26) an der Quecksilberlinie 2537 Å, geben am roten Flügel der Linie eine Abhängigkeit der Intensität mit $(\nu - \nu_0)^{-3/2}$, wie die Theorie verlangt. Rompe und Schulz (83) finden bei den Konturen einiger Linien in der Quecksilberdruckentladung einen langsameren Abfall, der wahrscheinlich davon herrührt, daß nicht mehr die Londonschen Polaritätskräfte mit $K = -\frac{C}{r^6}$ allein wirksam sind, sondern daß Austauschkräfte, die mit $e^{-\alpha r}$ abfallen, merkbar werden. Abweichungen, die bei den Messungen von Kuhn (48) in den äußeren Teilen der Linie auftreten, haben hierin vielleicht auch ihre Ursache.

e) Breite und Verschiebung der höheren Terme

Die Breite der höheren Serienglieder der Alkalien nimmt zunächst mit der Gliednummer zu (11, 17). Füchtbauer und Gößler (12) haben die Verbreiterung des zweiten und des dritten Dubletts der Cäsiumhauptserie durch eine Reihe von Gasen gemessen, Gößler und Kundt (25) dazu noch das vierte Glied. Ihre Ergebnisse stellen wir in Tabelle III zusammen. Sie enthält die Halbwertsbreiten in cm^{-1}, reduziert auf $T = 400°$ abs. und 760 mm Druck nach der Beziehung

$$\Delta\nu_{red} = \Delta\nu \frac{760}{p} \sqrt{\frac{T}{400}}.$$ [1])

Der Wert für Wasserstoff ist einer Arbeit von R. Petermann (Diss. Rostock 1930) entnommen.

Tabelle III

Linie	Breite für *He*	*Ne*	*Ar*	N_2	*H*
	in cm (red. auf $T = 400°$ abs., 760 mm)				
4555	1,80	0,69	1,87	1,32	2,3
3876	4,23	1,34	3,94	2,25	—
3612	4,39	1,39	4,68	3,94	—

Von Petermann stammen noch Untersuchungen über zweite Dubletts des Kaliums, verbreitert durch Stickstoff und Wasserstoff, während Watson und Margenau (93) das zweite und dritte Dublett des Kaliums, verbreitert durch Stickstoff, untersucht haben. Alle diese Messungen zeigen die größere Breite der höheren Linien gegenüber der Resonanzlinie.

Doch nimmt die Breite nicht dauernd mit der Gliednummer zu. Wie Versuche von Füchtbauer und Schulz (23) gezeigt haben, nimmt sie wieder ab und erreicht schließlich einen konstanten Endwert. Die Messungen sind ausgeführt an Natrium und erstrecken sich bis zum 26. Glied der Hauptserie. Als verbreiternde Gase dienten Helium, Neon, Argon, Stickstoff und Wasserstoff. Zum Vergleich ist von Füchtbauer und Gößler (14) die Verbreiterung der Linien des Kaliums durch Argon gemessen. Die Werte stimmen angenähert mit denen des Natriums überein. Die Breite am Serienende kann als unabhängig vom absorbierenden Alkali angesehen werden. Es ist also gestattet, die Werte des Natriums am Serienende mit denen des Cäsiums

1) Diese Beziehung gilt nach der ursprünglichen Lorentzschen Stoßdämpfungstheorie. Ob die Abhängigkeit VT besteht, ist ungewiß. Doch ist der mögliche Fehler, der hierdurch entstehen kann, klein, weil die Versuchstemperaturen um 400° liegen.

am Serienanfang, die genau gemessen sind, zu vergleichen. Es kann somit der Verlauf der Breite in einer Serie verfolgt werden. Die Verbreiterung steigt bei allen Störgasen zunächst mit der Seriengliedzahl stark an, erreicht etwa bei $1S$–$5P$ ein Maximum, fällt wieder und nimmt schließlich einen konstanten Grenzwert an. Fig. 9 zeigt als Beispiel den Serienverlauf der Breite durch Argon bei der relativen Dichte 1

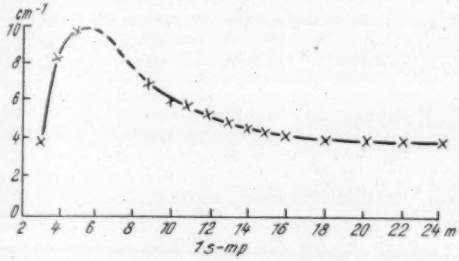

Fig. 9. Verbreiterung der Linien der Cäsiumhauptserie durch Argon. (Nach Füchtbauer und Schulz.)

und 762° abs. In Tabelle IV stellen wir die Endbreiten bei der relativen Dichte 1 und 762° abs. zusammen. Die Werte für Krypton und Xenon sind den Arbeiten von Füchtbauer und Gößler (13) und Füchtbauer und Reimers (19) entnommen. Füchtbauer und Heimann[1]) (15) haben die Verbreiterungen der hohen Natriumlinien durch Cäsium untersucht. Die Ergebnisse schließen sich gut an die von Waibel (92) gemessenen Verbreiterungen höherer Cäsiumlinien durch Cäsium an. Das zeigt, daß

1. die Breiten auch hier in erster Näherung unabhängig vom absorbierenden Alkali sind und
2. für die hohen Cäsiumlinien kein spezieller Eigendruckeffekt vorliegt.

Eine qualitative Erklärung für den von Füchtbauer und Schulz gefundenen Verlauf

Tabelle IV[4]
Endbreiten bei der relativen Dichte 1 und 762° abs.

He	*Ne*	*Ar*	*Kr*	*X*	H_2	N_2
1,88	1,42	4,45	8,12	9,7	6,12	6,16

der Breiten in Abhängigkeit von der Gliednummer und eine quantitative Berechnung der Endbreiten gibt Reinsberg (82).

Das Wechselwirkungspotential eines hochangeregten Atoms setzt sich nach Fermi aus einem Polarisationsanteil $-\frac{\varkappa e^2}{2r^4}$, der von der Wirkung des Atomrumpfes auf das Edelgasatom herrührt, und einem zweiten Anteil zusammen, der die Energie angibt, die nötig ist, um das Edelgasatom in die Elektronenwolke des Leuchtelektrons einzubetten. Nach Reinsberg trägt der letzte Anteil zur Verbreiterung der Energieniveaus nichts bei. Die Breite der hohen Niveaus wird allein durch die Stöße der Edelgasatome am Rumpf des Absorbers gegeben.

Den Verlauf der Breiten erklärt Reinsberg nun folgendermaßen. Bei kleinen Hauptquantenzahlen wirkt die Elektronenwolke des Leuchtelektrons im gaskinetischen Sinn noch als starre Kugel. Die Zahl der Stöße nimmt mit dem Querschnitt der Wolke, also proportional der vierten Potenz der Hauptquantenzahl, zu. Bei weiterem Anwachsen der Hauptquantenzahl wird die Wolke immer dünner und die thermische Energie der Störatome reicht aus, die Wolke zu durchdringen, d. h. die Zahl der Stöße nimmt wieder ab. Bei sehr großen Quantenzahlen ist die Elektronenwolke derart dünn, daß nur noch die Wechselwirkung mit dem Rumpfpotential übrigbleibt. Die Stoßzahl und damit die Breite wird unabhängig von der Elektronenwolke und nimmt dementsprechend einen konstanten Endwert an.

Der Endwert kann quantitativ berechnet werden. Man erhält:

$$\Delta\nu_\infty = \frac{5\,T_0}{2c}\left(\frac{N_0\pi}{2}\right)^{1/3}\left(\frac{e^2}{4\hbar}\right)^{2/3}(2\pi k)^{1/6}(\varepsilon-1)^{2/3}p\,(\mu T^3)^{-1/6}.$$

ε ist die Dielektrizitätskonstante des Störgases. Hierzu kommt noch die relativ kleine Breite des unteren Terms nach Gleichung (3a und 2 § 3c), wobei der Stoßdurchmesser der gaskinetische Durchmesser ist. Tabelle V enthält einen Vergleich der experimentell bestimmten Endbreiten mit den berechneten. Die Übereinstimmung ist zufriedenstellend. Die experimentellen Werte müssen noch eine Korrektur von etwa — 10 Proz. erfahren, da der bei den Versuchen zur Erzielung einer genügend großen Absorption nötige Eigendampfdruck eine zusätzliche Breite verursacht, wodurch die Übereinstimmung verbessert wird (Abweichungen bis 20 Proz.).

[1]) Für Mitteilung der Ergebnisse vor ihrer Veröffentlichung habe ich Herrn Professor Füchtbauer zu danken.

Tabelle V

	p	T	$\Delta\nu$ exp. cm^{-1}	$\Delta\nu$ theor. cm^{-1}
Na/A	2,26	762,0	3,59	3,85
K/A	4,00	754,3	6,25	6,44
Na/He	8,30	805,8	5,44	4,04
Na/Ne	8,06	743,5	4,18	5,75
Cs/Kr	1,11	567,0	7,73	2,49
Na/H_2	1,48	792,6	3,24	2,18
Na/N_2	1,48	755,8	3,27	2,64

Bemerkenswert ist auch die Unsymmetrie. Am Serienende zeigen alle Linien eine Verbreiterung nach Rot, nur Wasserstoff verbreitert symmetrisch (14, 19, 23), während die niederen Serienlinien z. T. nach Rot, z. T. nach Violett unsymmetrisch verbreitert werden (12, 25). Die Verbreiterung durch Stickstoff und Neon zeigt einen Übergang von der Rotunsymmetrie bei $1S-3P$ zur Violettsymmetrie bei $1S-4P$ bzw. $1S-5P$.

Bei diesen Gasen findet also ein nochmaliger Wechsel der Unsymmetrie gegen das Serienende hin statt. Die Unsymmetrie wird durch eine Stoßtheorie, die eine symmetrische Dispersionsverteilung fordert, nicht wiedergegeben. Hier deutet sich die statistische Verbreiterung an; die Abweichungen zwischen dem Experiment und der Theorie finden hierin und in einem möglicherweise etwas anderen Potentialansatz ihre Erklärung.

Ebenso wie die Breiten nehmen auch die Verschiebungen am Serienende einen Wert an, der unabhängig vom absorbierenden Atom ist, wie Amaldi und Segré (2) und Füchtbauer, Schulz und Brandt (22) an Natrium und Kalium gezeigt haben. Neuerdings haben Ny und Ch'en (71a) die Verschiebungen der hohen Rubidiumlinien untersucht und volle Übereinstimmung mit den von Füchtbauer, Schulz und Brandt gemessenen Werten gefunden.

Es tritt sowohl Rot- wie Violettverschiebung auf, je nach dem Störgas. Da die Verschiebung am Serienende unabhängig vom absorbierenden Alkali ist, können die beim Natrium bzw. Kalium gemessenen Endverschiebungen wieder auf Cäsium übertragen werden.

Fig. 10 gibt den Gesamtverlauf der Verschiebung bei 0° und 1 at.

Für die hohen Anregungszustände sind die Verschiebungen theoretisch durch Fermi (7) geklärt. Die Verschiebung am Serienende besteht aus zwei Anteilen:

1. Innerhalb des Bahnradius eines hochangeregten Atoms befinden sich eine Anzahl Fremdatome. Sie werden polarisiert durch das Feld des positiven Alkaliatomrestes, da die Schirmwirkung des äußeren Elektrons für sie fortfällt. Dies ruft stets eine Erniedrigung der Termenergie, also eine Rotverschiebung, hervor.

Die hierdurch bewirkte Verschiebung beträgt:

$$\Delta_e = \frac{20e^2(\varepsilon_0 - 1)n^{4/3}}{8\pi hcN}.$$

Dabei bedeuten: ε_0 die Dielektrizitätskonstante des Störgases bei 0° und 760 mm, n seine Molekülzahl pro cm^3, $N = 2{,}70 \cdot 10^{19}$.

2. Die Atome des störenden Gases wirken auf das Leuchtelektron wie eine auf seinem Weg befindliche Potentialmulde. Ihre Wirkung ist je nach dem Störgas eine Rot- oder Violettverschiebung. Sie überwiegt die nach 1. bestimmte im allgemeinen bedeutend. Sie beträgt:

$$\Delta\sigma = \pm \frac{h}{4\pi^{3/2}mc} n\sqrt{\sigma}$$
$$= \pm 1{,}09 \cdot 10^{-11} \cdot n\sqrt{\sigma}\ cm^{-1}.$$

σ ist der Grenzwert des Wirkungsquerschnittes des Störatomsgegen Elektronen

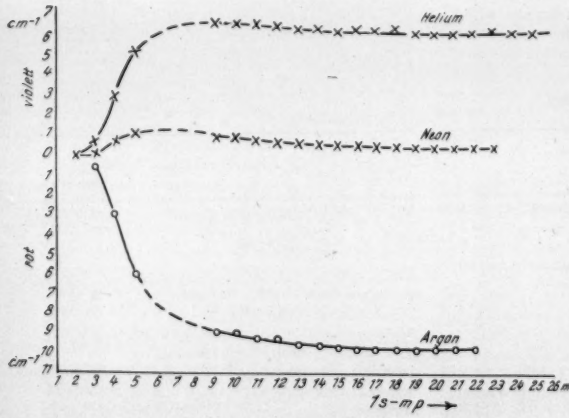

Fig. 10. Verschiebung der Linien der Cäsiumhauptserie durch Helium, Neon und Argon. (Nach Füchtbauer, Schulz und Brandt.)

verschwindender Geschwindigkeit. Über das Vorzeichen kann die Theorie von Fermi keine Aussagen machen.

Es sei noch bemerkt, daß die Rechnungen nur für kugelsymmetrische Atome gelten. Eine Erweiterung auf axialsymmetrische Moleküle (N_2) erfolgte durch Reinsberg (81).

Mit Hilfe von Verschiebungsmessungen können also die Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Tabelle VI enthält die nach der obigen Theorie spektroskopisch erhaltenen Werte. Füchtbauer und Heimann (15) fanden für Cäsium einen großen Wirkungsquerschnitt. Die genauen Daten werden demnächst veröffentlicht.

Tabelle VI

Gas		Wirkungsquerschnitte	Absorbiertes Alkali	
He	+ 6,1[1]	15,5	Na, K (22)	
Ne	+ 0,7	0,23	Na, K (22)	(1)
Ar	− 7,85	25,2	Na, K (22)	
Kr	−17,2	121	Cs (19)	(2)
Xe	−31,6	412	Cs (13)	(3)
Hg	+ 9,3	35	Cs (13)	(3)
CH_4	−13,41	73	Cs (20)	(4)
C_2H_6	−16,97	120	Cs (20)	(4)
N_2	+ 4,55	5	Na, K (22)	(1)

Mit den elektrisch gemessenen Wirkungsquerschnitten sind sie nicht unmittelbar vergleichbar, da diese bei größeren Geschwindigkeiten gemessen sind. Doch fügen sie sich den von Ramsauer und Kollath[2]) gefundenen Kurven gut an.

Fig. 11 und 12 geben als Beispiel die Wirkungsquerschnitte von Helium und Argon in Abhängigkeit von der Elektronengeschwindigkeit.

Die Überlegungen von Fermi werden noch ergänzt durch Reinsberg (81). Die Fermische Theorie macht keine Aussage über das Vorziehen des $\Delta\sigma$-Anteils. Durch eine genauere Untersuchung wird dieses bestimmt: Der $\Delta\sigma$-Anteil gibt stets eine Rotverschiebung, wenn der Ramsauer-Querschnitt für kleine Elektronengeschwindigkeiten ein Minimum hat, anderenfalls eine Violettverschiebung. Das experimentell gefundene Vorzeichen der Verschiebung stimmt in allen Fällen mit dem theoretisch erwartbaren überein.

Reinsberg führt zudem noch Wirkungsquerschnittsberechnungen durch. Auf Grund dieser Rechnungen findet er für Argon bei 0° und 760 mm $\Delta\sigma = -7{,}1$ cm^{-1}, für Neon $Xe\,\Delta\sigma = -26{,}1$ cm^{-1}. Die entsprechenden experimentell gefundenen Werte sind $-7{,}7$ cm^{-1} bzw. $-31{,}66$ cm^{-1}. Die Übereinstimmung ist gut.

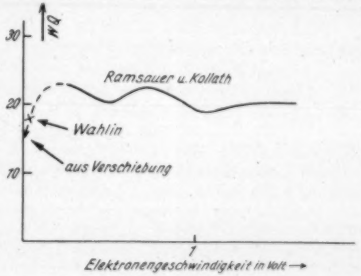

Fig. 11. Wirkungsquerschnitt von Helium gegen langsame Elektronen.

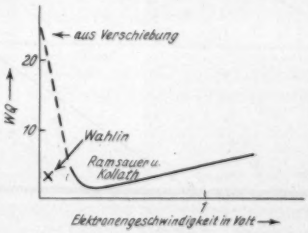

Fig. 12. Wirkungsquerschnitt von Argon gegen langsame Elektronen.

Zusammenfassend können wir sagen, daß die Verschiebungen am Serienende durch die Fermi-Reinsbergsche Theorie zufriedenstellend wiedergegeben werden.

§ 4. Eigendruckverbreiterung

Wir kommen nun dazu, die Erscheinungen zu behandeln, die typisch für die Verbreiterungen durch gleichartige Atome sind. Es treten neben den Ursachen, die auch bei der Fremddruckverbreiterung wirksam sind, charakteristische neue Effekte auf. Sie überwiegen unter Umständen die anderen bei weitem.

Eine Reihe von Untersuchungen zeigen die starke Verbreiterung durch den Eigendampfdruck (76, 69, 92, 24, 86, 87, 88, 89, 33). Theoretische Behandlungen stammen von Holtsmark (28, 29, 31, 32) u. a. (9, 85). Doch konnten diese Überlegungen keine angemessene Lösung des Problems bringen.

1) + bedeutet Violettverschiebung, − Rotverschiebung.

2) C. Ramsauer und R. Kollath, Ann. d. Phys. 11, 3, 536, 1929; vgl. auch H. B. Wahlin, Phys. Rev. **37**, 260, 1931.

Nähert sich einem angeregten Atom ein gleichartiges Atom im Grundzustand, so tritt eine Aufspaltung des oberen Terms ein. Die Frequenzänderung ist gegeben durch:

$$\Delta\omega_0 = \pm \frac{K}{r^3}$$

mit

$$K = \frac{1}{4}\frac{e^2}{m\omega_0}\cdot f .$$

m bedeutet die Maße des Elektrons, ω_0 die Frequenz (in Kreisfrequenz) für den Übergang in den Grundzustand.

Diese Resonanzwechselwirkungskräfte sind aber nicht additiv wie die Londonschen Polarisationskräfte. Steht das angeregte Atom unter der gleichzeitigen Wirkung von mehreren Atomen, so superponieren sich die Resonanzkräfte in unübersichtlicher Weise. Wir werden daher keine Betrachtung nach der statistischen Theorie anstellen, obgleich sie hier eher eine Bedeutung erlangen könnte als bei den van der Waalsschen Kräften, da die Kräfte sehr viel weniger mit der Entfernung abnehmen.

Die Breite soll nach der Stoßtheorie berechnet werden (94, 95). Für den Stoßdurchmesser erhält man nach Gleichung (4) in § 3c

$$\Theta = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{K\,dt}{(v^2t^2+\varrho^2)^3} \sim 1 , \qquad \varrho = \sqrt{\frac{2K}{v}} . \quad (1)$$

Setzt man diesen Stoßdurchmesser [Gleichung (2) in § 3c und Gleichung (3) in § 3c] ein, so erhält man als Halbwertsbreite (in Kreisfrequenz):

$$\delta_{st} = \pi\frac{e^2}{m\omega_0} f N \,\mathrm{sek}^{-1} . \quad (2)$$

Daneben tritt bei gleichartigen Atomen noch eine andere Erscheinung auf. Bei nahen Passagen eines unangeregten und eines angeregten Atoms findet häufig ein Stoß zweiter Art statt. Das angeregte Atom gibt seine Anregungsenergie an das andere ab. Die Lebensdauer des angeregten Terms wird dadurch herabgesetzt. Dies gibt Anlaß zu einer Vergrößerung der Unschärfe des oberen Terms.

Klassisch läßt es sich folgendermaßen darstellen. Infolge der Wechselwirkung des schwingenden Dipols mit den Nachbaratomen wird Energie auf dieses übertragen. Infolgedessen tritt eine zusätzliche Dämpfung auf. Die Energie fällt ab:

$$E = E = e^{-\mu t} . \quad (3)$$

Die Fourierzerlegung führt wie bei der natürlichen Linie zu einer Intensitätsverteilung:

$$I(\omega) = C\,\frac{\frac{\gamma}{2}}{(\omega-\omega_0)^2+\left(\frac{\mu}{2}\right)^2} . \quad (4)$$

Diese Überlegung kann aber nur für Passagen angewendet werden, die in einem Abstand $\varrho > \varrho_0$ erfolgen, wo ϱ_0 der Abstand ist, bei dem die gesamte Energie schon bei einem einzigen Vorbeiflug übertragen wird.

Fürssow und Wlassow (24) berechnen:

$$\varrho_0^2 = \frac{e^2}{mv\omega_0} . \quad (5)$$

Für die Dämpfungskonstante und damit für die Halbwertsbreite in Kreisfrequenz ergeben ihre Rechnungen:

$$\mu = \delta_1 = \frac{2\pi}{3}\frac{e^2}{m\omega_0} N , \quad (6)$$

Die quantentheoretischen Überlegungen liefern dasselbe Ergebnis, nur mit dem Unterschied, daß an Stelle von $\frac{e^2}{m}$ der Ausdruck $\frac{e^2}{m} f$, wo f die Oszillatorenstärke des Übergangs bdeutet, tritt. Es wird somit:

$$\delta = \frac{2\pi}{3}\frac{e^2}{m\omega_0} N\cdot f . \quad (6a)$$

Es müssen nun noch die Passagen berücksichtigt werden, die in einem Abstand $\varrho < \varrho_0$ verlaufen. Sie können als auslöschende Stöße betrachtet werden. Die Stoßzahl beträgt nach Gleichung (5)

$$\frac{1}{\tau} = \pi\varrho_0^2 N v = \pi\frac{e^2}{m\omega_0} N . \quad (7)$$

Nach der Stoßdämpfungstheorie ist die dadurch bewirkte Breite [Gleichung (3a) in § 3c]:

$$\delta_2' = 2\pi\frac{e^2}{m\omega_0} N \quad (8)$$

oder, wenn wir wieder die quantentheoretische Korrektur anbringen:

$$\delta_2' = 2\pi\frac{e^2}{m\omega_0} N\cdot f . \quad (8a)$$

Für die Abschätzung dieses zweiten Anteils soll die Überlegung von Fürssow und Wlassow noch etwas modifiziert werden. Wir nehmen an, daß für jede Passage mit $\varrho < \varrho_0$ ein Austausch der Anregungsenergie stattfindet. Dadurch wird die Lebensdauer des oberen Terms herabgesetzt. Für die hierdurch hervorgerufene Vergrößerung der Unschärfe ergibt sich aus:

$$\Delta E\cdot\Delta t = \frac{h}{2\pi} , \quad (9)$$

unter Berücksichtigung von Gleichung (7)

$$\Delta E = \frac{h}{2\pi} \cdot \frac{e^2}{m\omega_0} N \cdot f \text{ [1]}$$

oder

$$\Delta\omega = \delta_2 = \pi \cdot \frac{e^2}{m\omega_0} N \cdot f . \qquad (10)$$

Diese Abschätzung liefert die Halbwertsbreite, wie Weißkopff und Wigner (96, 97) bei der Berechnung der natürlichen Linienbreite auf Grund der Diracschen Lichttheorie gezeigt haben.

Für die gesamte Termbreite durch Stöße 2. Art erhalten wir somit nach Gleichung (6a) und (10):

$$\delta_R = \delta_1 + \delta_2 = \frac{5}{3}\pi \frac{e^2}{m\omega_0} N \cdot f . \qquad (11)$$

Fügen wir hierzu noch die Breite infolge der Verstimmung der Oszillatoren nach Gleichung (2), so beträgt die gesamte durch Resonanzwechselwirkung bei gleichartigen Atomen hervorgerufene Breite:

$$\delta = \frac{8}{3}\pi \frac{e^2}{m\omega_0} N \cdot f \,\text{sek}^{-1} \qquad (12)$$

oder wenn wir statt Kreisfrequenz in Wellenzahlen angeben:

$$\delta = \frac{2}{3\pi c^2} \frac{e^2}{m\nu} N \cdot f \,\text{cm}^{-1} . \qquad (12a)$$

Rompe und Schulz (83) haben die Eigendruckverbreiterung in der Quecksilberhochdruckentladung untersucht. Infolge der großen Breiten konnten die Linien direkt photographisch photometrisch gemessen werden. Es ergab sich die Breite des $2\,^1P_1$-Terms in befriedigender Übereinstimmung mit dem theoretischen Wert nach Gleichung (12a). Alle anderen Terme haben eine bedeutend kleinere Breite durch Resonanzwechselwirkung, da die entsprechenden f-Werte sehr viel kleiner sind. Hier überwiegen andere Ursachen, z. B. sind die $3\,^3D_2$ bzw. $3\,^1D_2$-Terme durch Elektronenstöße verbreitert (vgl. § 5).

Ebenso dürften die Breiten der höheren Cäsiumlinien, die Waibel (92) gemessen hat, nicht auf Resonanzwechselwirkung beruhen, da die dazugehörigen f-Werte sehr kleine sind. Auch die große Zunahme der Breite der Linien des Natriums am Serienende bei Erhöhung des Eigendampfdruckes nach Füchtbauer und Schulz (23) dürfte keine Eigendruckverbreiterung im engeren Sinne sein. Diese Fälle sind wahrscheinlich in der Theorie der Fremddruckverbreiterung der hohen Serienlinien von Reinsberg (§ 3e) mitenthalten. Die Größe der Breiten wird ihre Ursache haben in den großen Dielektrizitätskonstanten, die wesentlich in die Theorie eingehen. Zur Prüfung fehlen allerdings die genauen Daten der Dielektrizitätskonstanten.

Trumpy (86, 87) findet eine Abhängigkeit der Breite von der Dichte mit $\sqrt{N}$ im Widerspruch zur obigen Theorie. Die Messungen sind unter Zusatz von Fremdgas gemacht worden (16–30 at). Die Übertragung auf den Fall, daß nur der Eigendruck vorhanden ist, führt zu Widersprüchen mit anderen Experimenten, wie Hasche, Polanyi und Vogt (27) eingehend gezeigt haben.

Hughes und Lloyd (36) haben die Eigendruckverbreiterungen der Kaliumresonanzlinie bei Drucken von 0,001–20 mm untersucht. Sie finden eine lineare Abhängigkeit von der Dichte in Übereinstimmung mit Gleichung (12a). Doch sind die Werte um den Faktor 2 größer, wenn f gleich 1 gesetzt wird. Da f sicher kleiner als 1 ist, vergrößert sich die Diskrepanz noch.

§ 5. Verbreiterung durch Elektronen und Ionen

Das elektrische Feld von Elektronen und Ionen ruft infolge des Starkeffektes eine Verschiebung der Linien hervor. Durch zeitliche Änderungen der Störungen wird hierdurch eine Breite verursacht. Holtsmark (28, 29, 31) setzt unter Voraussetzung sehr langsamer Feldänderungen die Häufigkeitsverteilung des Auftretens bestimmter Feldstärken und der hiernach auftretenden Verschiebungen gleich der Intensitätsverteilung. Er betrachtet also den Grenzfall der statistischen Theorie. Als Verteilungsfunktion wird willkürlich eine Gaußsche Fehlerkurve angenommen. Als wirksames Feld wird dasjenige angenommen, das von allen Ionen und Elektronen im Mittelpunkt des Atoms verursacht wird. Man entgeht damit den rechnerischen Schwierigkeiten, die durch die Inhomogenität des Feldes hervortreten. Die Anwendbarkeit der Überlegungen wird durch alle diese Voraussetzungen stark eingeschränkt. Als Abhängigkeit der Breite ergibt sich:

$$\Delta\nu_{1/2} = C \cdot n^{2/3} , \qquad (1)$$

wo n die Anzahl der Ionen im cm³ bedeutet.

Holtsmark und Trumpy (33) haben die Bogenlinien von *Li*, *Ag*, *Cu* und *Ni*, deren linearer Starkeffekt gemessen ist, untersucht und einen Gang der Breite in Übereinstimmung mit der Theorie gefunden.

Unsöld (90) berechnet die Breite durch den quadratischen Starkeffekt unter Anwendung der Stoßtheorie. Die Berechnung stellt also den Grenzfall für schnelle Bewegungen und nicht zu

1) Der Faktor f ist wieder hinzugefügt, da nach der quantentheoretischen Rechnung an Stelle von $\frac{e^2}{m}$ der Ausdruck $\frac{e^2}{m} f$ treten muß.

große Elektronen- bzw. Ionendichten dar. In weitaus den meisten Fällen wird diese Art der Betrachtung die angemessene sein.

Die Frequenzverschiebung durch den Starkeffekt beträgt:

$$\Delta\nu = \frac{C}{r^4},$$

wobei die Konstante C aus Messungen des Starkeffektes erhalten werden kann.

Als Stoßdurchmesser erhält man aus Gleichung (4) in § 3c:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{2\pi C}{(v^2t^2+\varrho^2)^2} = \frac{\pi^2 C}{v\varrho^3} \sim 1 \qquad \varrho = \left(\pi^2 \frac{C}{v}\right)^{1/3}. \tag{3}$$

Daraus folgt aus Gleichung (2) in § 3c und Gleichung (3a) in § 3c für die Halbwertsbreite:

$$\gamma = \frac{1}{2\pi c} 2^{2/5} \pi^{12/5} C^{2/5} (RT)^{1/5} \left(\frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2}\right)^{1/5} N \text{ cm}^{-1}. \tag{4}$$

Die Form der Linie ist eine Dispersionsverteilung [Gleichung (1) in § 3c]. N ist die Anzahl der Elektronen bzw. Ionen, μ_1, μ_2 bedeuten die Atomgewichte des emittierenden Teilchens bzw. des Elektrons (Ions). Wie man aus Gleichung (4) sieht, überwiegt die Breite durch Elektronenstöße derjenigen durch Ionen. Beim Quecksilber ist dieses Verhältnis etwa 7,5.

Mit dieser Formel kann Unsöld die Äquivalentbreiten der 3^1P_1–n^1D-Linien des Magnesiums im Sonnenspektrum, wie sie von M. Minnaert und Genard (68) gefunden wurden, erklären.

Die große symmetrische Breite der 3^1D_2 bzw. 3^3D_2-Terme in der Quecksilberhochdruckentladung, die Rompe und Schulz (83) gemessen haben, ist ebenfalls auf Elektronenstöße zurückzuführen. Die experimentellen Ergebnisse sind in ausreichender Übereinstimmung mit den aus Gleichung (4) berechneten. Rompe und Schulz (83a) haben die Breite in Abhängigkeit von der Stromstärke gemessen und gefunden, daß die Breite der $3D$-Terme von der Elektronendichte abhängt, während andere Terme, die nicht starkeffektempfindlich sind, wie z. B. der 2^1P_1- oder 2^1S_0-Term keine Abhängigkeit von der Elektronendichte zeigen.

In Entladungen mit großer Stromdichte, wie z. B. bei den Kondensatorentladungen, werden die Linien äußerst breit und verschwimmen schließlich im kontinuierlichen Untergrund (1, 8, 42, 55).

Wahrscheinlich können diese Erscheinungen auch ihre Erklärung durch Starkeffektverbreiterung finden.

Literaturverzeichnis

1) J. A. Anderson, Astrophys. Journ. **75**, 394, 1932.
2) E. Amaldi und E. Segrè, Cim. **11**, 145, 1934.
3) H. Becker, Zeitschr. f. Phys. **59**, 583, 1930.
4) S. D. Cornell, Phys. Rev. **51**, 595, 1937.
5) S. D. Cornell und W. W. Watson, Phys. Rev. **50**, 263, 1936.
6) P. Debye, Physik. Zeitschr. **20**, 160, 1919.
7) E. Fermi, Cim. **11**, 157, 1934.
8) W. Finkelnburg, Zeitschr. f. Phys. **70**, 375, 1931.
9) J. Frenkel, Zeitschr. f. Phys. **59**, 198, 1930.
10) Chr. Füchtbauer, Physik. Zeitschr. **12**, 722, 1911.
11) Chr. Füchtbauer und H. Bartels, Zeitschr. f. Phys. **4**, 337, 1921.
12) Chr. Füchtbauer und F. Gößler, Zeitschr. f. Phys. **87**, 89, 1933.
13) Chr. Füchtbauer und F. Gößler, Zeitschr. f. Phys. **93**, 648, 1935.
14) Chr. Füchtbauer und F. Gößler, Zeitschr. f. Phys. **93**, 806, 1935.
15) Chr. Füchtbauer und F. Heimann, Zeitschr. f. Phys. 1938 im Erscheinen.
16) Chr. Füchtbauer und W. Hofmann, Physik. Zeitschr. **14**, 1168, 1913.
17) Chr. Füchtbauer und W. Hofmann, Ann. d. Phys. **43**, 96, 1913.
18) Chr. Füchtbauer, G. Joos und O. Dinkelacker, Ann. d. Phys. **71**, 204, 1923.
19) Chr. Füchtbauer und H. J. Reimers, Zeitschrift f. Phys. **95**, 1, 1935.
20) Chr. Füchtbauer und H. J. Reimers, Zeitschrift f. Phys. **97**, 1, 1935.
21) Chr. Füchtbauer und C. Schell, Physik. Zeitschr. **14**, 1164, 1913.
22) Chr. Füchtbauer, P. Schulz und A. F. Brandt, Zeitschr. f. Phys. **90**, 403, 1934.
23) Chr. Füchtbauer und P. Schulz, Zeitschr. f. Phys. **97**, 699, 1935.
24) W. Furssow und A. Wlassow, Physik. Zeitschrift d. Sowjetunion **10**, 378, 1936.
25) F. Gößler und H. E. Kundt, Zeitschr. f. Phys. **89**, 63, 1934.
26) De Groot, P. Zeeman Verhandelingen, S. 312, 1935.
27) R. L. Hasche, M. Polanyi und E. Vogt, Zeitschr. f. Phys. **41**, 587, 1927.
28) J. Holtsmark, Physik. Zeitschr. **20**, 160, 1919.
29) J. Holtsmark, Ann. d. Phys. **58**, 577, 1919.
30) J. Holtsmark, Zeitschr. f. Phys. **54**, 701, 1929.
31) J. Holtsmark, Physik. Zeitschr. **25**, 73, 1924.
32) J. Holtsmark, Zeitschr. f. Phys. **34**, 722, 1925.
33) J. Holtsmark und B. Trumpy, Zeitschr. f. Phys. **31**, 803, 1925.
34) G. Herzberg und J. Spinks, Proc. Roy. Soc. (A) **147**, 434, 1934.
35) F. Hoyt, Phys. Rev. **36**, 860, 1931.
36) D. S. Hughes und P. E. Lloyd, Phys. Rev. **52**, 1215, 1937.
37) G. F. Hull, Phys. Rev. **50**, 1148, 1936.
38) G. F. Hull, Phys. Rev. **51**, 572, 1937.
39) R. F. Humphreys und W. R. Fredricksen, Phys. Rev. **50**, 542, 1936.
40) A. Jablonsky, Zeitschr. f. Phys. **70**, 723, 1931.
41) C. V. Jacksen, Phil. Trans. Roy. Soc. (A) **236**, 1, 1936.

42) H. P. Knaus und A. L. Bryan, Phys. Rev. **47**, 482, 1935.
43) H. Krefft und R. Rompe, Zeitschr. f. Phys. **73**, 681, 1932.
44) S. A. Korff, Phys. Rev. **38**, 477, 1931.
45) S. A. Korff, Astrophys. Journ. **76**, 124, 1932.
46) H. Kuhn, Phil. Mag. **18**, 987, 1934.
47) H. Kuhn, Proc. Roy. Soc. (A) **158**, 212, 1937.
48) H. Kuhn, Proc. Roy. Soc. (A) **158**, 230, 1937.
49) H. Kuhn, Phys. Rev. **52**, 133, 1937.
50) H. Kuhn und K. Freudenberg, Zeitschr. f. Phys. **76**, 38, 1932.
51) H. Kuhn und F. London, Phil. Mag. **18**, 983, 1934.
52) H. Kuhn und O. Oldenburg, Phys. Rev. **41**, 72, 1932.
52a) M. Kulp, Zeitschr. f. Phys. **87**, 245, 1933 und **79**, 495, 1932.
53) P. Kunze, Ann. d. Phys. **8**, 500, 1931.
54) H. Kußmann, Zeitschr. f. Phys. **48**, 831, 1929.
55) M. Laporte, Journ. d. Phys. et le Radium **8**, 51, 1937; C. R. **203**, 1341, 1936; **204**, 1240, 1937.
56) W. Lasareff, Zeitschr. f. Phys. **64**, 598, 1930.
57) W. Lenz, Zeitschr. f. Phys. **80**, 423, 1933.
58) F. London, Zeitschr. f. Phys. **63**, 245, 1930.
59) F. London, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **11**, 222, 1930.
60) H. Margenau, Phys. Rev. **40**, 386, 1932.
61) H. Margenau, Phys. Rev. **43**, 129, 1933.
62) H. Margenau, Phys. Rev. **44**, 92, 1933.
63) H. Margenau, Phys. Rev. **48**, 755, 1935.
64) H. Margenau, Rev. of Mod. Phys. **8**, 22, 1936.
65) H. Margenau, Phys. Rev. **49**, 596, 1936.
66) H. Margenau und W. W. Watson, Phys. Rev. **43**, 596, 1933.
67) H. Margenau und W. W. Watson, Phys. Rev. **44**, 92, 1933.
68) M. Minnaert und J. Genard, Zeitschr. f. Astrophys. **10**, 377, 1935.
69) R. Minkowski, Zeitschr. f. Phys. **36**, 839, 1926.
70) R. Minkowski, Zeitschr. f. Phys. **55**, 16, 1929.
71) R. Minkowski, Zeitschr. f. Phys. **93**, 731, 1935.
71a) Ny Tsi-Zé und Ch'en Shang-Yi, Phys. Rev. **51**, 567, 1937.
71b) Ny Tsi-Zé und Ch'en Shang-Yi, Phys. Rev. **52**, 1158, 1937.
72) O. Oldenburg, Zeitschr. f. Phys. **47**, 184, 1928.
73) O. Oldenburg, Zeitschr. f. Phys. **51**, 665, 1928; **55**, 1, 1929.
74) W. Orthmann, Ann. d. Phys. **78**, 601, 1925.
75) W. Orthmann und P. Pringsheim, Zeitschrift f. Phys. **43**, 9, 1927.
76) W. Orthmann und P. Pringsheim, Zeitschrift f. Phys. **46**, 160, 1928.
77) R. Petermann, Diss., Rostock 1930.
78) B. Pontecorov, Rend. Lincei **20**, 106, 1934.
79) M. Preston, Phys. Rev. **49**, 140, 1936.
80) M. Preston, Phys. Rev. **51**, 228, 1937.
81) C. Reinsberg, Zeitschr. f. Phys. **93**, 416, 1935.
82) C. Reinsberg, Zeitschr. f. Phys. **105**, 460, 1937.
82a) C. Reinsberg, Zeitschr. f. Phys. 1938 im Erscheinen.
83) R. Rompe und P. Schulz, Zeitschr. f. Phys. **108**, 654, 1938.
83a) R. Rompe und P. Schulz, Zeitschr. f. Phys. 1938 im Erscheinen.
84) W. Schütz, Zeitschr. f. Phys. **45**, 30, 1927.
85) N. L. Schütz-Meuring, Zeitschr. f. Phys. **61**, 655, 1933.
86) B. Trumpy, Zeitschr. f. Phys. **34**, 715, 1925.
87) B. Trumpy, Zeitschr. f. Phys. **40**, 594, 1927.
88) B. Trumpy, Zeitschr. f. Phys. **44**, 156, 1927.
89) B. Trumpy, Zeitschr. f. Phys. **53**, 57, 1929.
89a) B. Trumpy, Zeitschr. f. Phys. **61**, 54, 1930.
90) A. Unsöld, Zeitschr. f. Astrophys. **12**, 56, 1936.
91) M. C. Teves, Zeitschr. f. Phys. **48**, 244, 831, 1928.
92) F. Waibel, Zeitschr. f. Phys. **53**, 459, 1929.
93) W. Watson und H. Margenau, Phys. Rev. **44**, 748, 1933.
94) V. Weißkopff, Zeitschr. f. Phys. **75**, 287, 1932.
95) V. Weißkopff, Zeitschr. f. Phys. **77**, 398, 1932.
96) V. Weißkopff und E. Wigner, Zeitschr. f. Phys. **63**, 54, 1930.
97) V. Weißkopff und E. Wigner, Zeitschr. f. Phys. **65**, 18, 1931.
98) V. Weißkopff, Physik. Zeitschr. **34**, 1, 1933.
99) W. Weizel, Phys. Rev. **38**, 642, 1931.
100) M. Wimmer, Ann. d. Phys. **36**, 219, 1930.
101) M. W. Zemanski, Phys. Rev. **36**, 219, 1930.

Berlin, Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung m. b. H., den 1. Februar 1938.

(Eingegangen 3. Februar 1938)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

L. Bergmann, Der Ultraschall und seine Anwendung in Wissenschaft und Technik. 230 S. Mit 148 Abb. Berlin 1937. VDI-Verlag G. m. b. H. RM 18.50.

Seit dem Bekanntwerden der piezoelektrischen Erscheinungen, die heute fast ausschließlich den Ausgangspunkt der Ultraschallforschung und -anwendungen bilden, mußte eine verhältnismäßig lange Zeitspanne vergehen, bis sich das allgemeine Interesse zu einem Ausmaße verstärkte, das dem grundsätzlich Neuen und Wichtigen dieses Effekts gerecht wurde. Dies geschah dann allerdings in einem Umfang, der bald das Erscheinen einer klaren und gründlichen Zusammenfassung notwendig machte. Obwohl schon früher Ansätze dazu gemacht wurden, kann man wohl erst von dem vorliegenden Bergmannschen Buch sagen, das erste zweckentsprechende Lehrbuch des Ultraschalls vor sich zu haben. Der Verfasser legt Wert auf die Klarlegung des experimentellen Materials, ohne dabei wichtige Ergebnisse theoretischer Arbeiten

zu vernachlässigen. In den beiden Teilen des Buches behandelt er einmal die Erzeugung, den Nachweis und die Messung von Ultraschall, sodann allgemein die Anwendungen, wobei auch Schallgeschwindigkeits-, Absorptionsmessungen und Bestimmungsmethoden elastischer und elastooptischer Konstanten besprochen werden. Den Abschluß bildet eine Darstellung auch den Technologen interessierender Anwendungen der physikalisch-chemischen und chemischen biologischen Wirkungen des Ultraschalls. Wenn auch an manchen Stellen eine größere Ausführlichkeit wünschenswert zu sein scheint, muß das Ziel des Verfassers, einen Leitfaden zu schaffen, der über das bis vor kurzem bekannte (Juni 1937), und sei es in einigen Fällen auch nur durch das sorgfältig zusammengestellte Literaturregister orientiert, als erreicht angesehen werden. Die Freude an der Lektüre dieses anschaulich und fesselnd geschriebenen Werkes wird durch die bekannte gediegene Ausstattung durch den VDI-Verlag erhöht.

F. Rogowski.

E. Foradori, Grundgedanken der Teiltheorie. 8°. II und 79 S. Mit 42 Abb. Leipzig 1937. S. Hirzel. RM 4.80.

Teiltheorie ist hier die Lehre von der Beziehung „a ist Teil von b", in Zeichen: $a \mu b$; dabei wird von μ nur gefordert 1. Reflexivität und 2. Transitivität, d. h. 1. es soll $a \mu a$ gelten für alle „Glieder" a (des zugrunde gelegten Operationsbereiches) und 2. soll aus $a \mu b$ und $b \mu c$ stets folgen $a \mu c$. Beispiel: Als Glieder des Operationsbereiches wähle man die natürlichen Zahlen und als μ die Beziehung $\leqq$. — Verfasser zeigt vor allem, wie mit Hilfe der Teiltheorie der Begriff des (mathematischen) Kontinuums in befriedigender Weise behandelt werden kann. Zum Verständnis der lesenswerten Schrift ist lediglich eine gewisse Schulung im mathematischen Denken erforderlich, aber keine weitergehenden mathematischen Kenntnisse.

Haupt.

Gey-Teichmann, Einführung in die Lehre vom Schuß (Ballistik). (Math.-Physik. Bibl. Reihe II, Bd. 11.) 116 S. Mit 61 Figuren und 2 Taf. Leipzig u. Berlin 1937. B. G. Teubner. Geb. RM 3.20.

Daß das Büchlein sich gegenüber älteren ähnlicher Art hat durchsetzen können und nach 3 Jahren die 2. Auflage erlebt, ist schon Erfolg und Anerkennung. In der neuen Auflage ist verschiedenen Anregungen stattgegeben, z. B. wird ein Auszug aus einer neuzeitlichen Lehrschußtafel gebracht, die Eigenschaften der „dicken Berta" und der Pariskanone kurz besprochen und auf die Fortschritte der ballistischen Meßtechnik eingegangen. Der rein mathematische Inhalt der ersten Abschnitte ist stellenweise immer noch sehr reichlich und hoffentlich nur auszugweise für Schüler bestimmt. Die Ausdrucksweise könnte an einigen Stellen noch etwas präziser sein.

W. Möbius.

A. Speiser, Die Theorie der Gruppen von endlicher Ordnung. Mit Anwendungen auf algebraische Zahlen und Gleichungen sowie auf die Kristallographie. 3. Aufl. Gr.-8°. X u. 262 S. Mit 41 Abb. Berlin 1937. Julius Springer. RM 15.—, geb. RM 16.50.

In Rücksicht auf die neuere Entwicklung der Physik wurde in der vorliegenden Neuauflage die Lehre von den symmetrischen Gruppen ausführlicher dargestellt sowie ein Abschnitt über die allgemeinen linearen homogenen Substitutionen und ihre Invarianten und Kovarianten hinzugefügt. Im übrigen sind verschiedene neue Untersuchungen eingefügt und Beweise vereinfacht. Das Werk ist auch in seiner neuen Gestalt vortrefflich geeignet, um sich mit der immer wichtiger werdenden Gruppentheorie und ihren Anwendungen vertraut zu machen, und dürfte insbesondere auch für den mathematisch weitergehend interessierten Physiker in Betracht kommen.

Haupt.

NACHRICHTEN

Die diesjährige **Bunsen-Tagung** findet in der Zeit vom 1. bis 4. Juni 1938 in Breslau statt. Ortsausschuß der Bunsen-Tagung-Breslau 1938 Breslau 16, Borsigstraße 23. Die zusammenfassenden Vorträge behandeln das Thema: „Physikalische Chemie der Grenzflächenvorgänge". P. A. Thiessen, Grenzflächenvorgänge (Einführung). C. Wagner, Stoffaustausch in Grenzflächen. R. Brill, Molekulare Schichten. J. H. de Boer, Energieaustausch in Grenzflächen. R. Suhrmann, Elektronenübergänge an äußeren Grenzflächen. Th. Schoon, Erkundung des Feinbaues von Grenzflächen. O. Hahn, Untersuchung von Grenzflächenvorgängen nach radioaktiven Methoden. K. Neumann, Bewegungsvorgänge in Grenzflächen. K. Fischbeck, Über den Oberflächenabbau fester Stoffe. G. M. Schwab, Katalyse an Grenzflächen P. Harteck, Adsorption.

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Wien Dr. W. Machu für Chemische Technologie anorganischer Stoffe, an der Universität Marburg Dr. Gerhard Hesse für Organische Chemie, an der Universität Freiburg i. Br. Dr. Ludwig Holleck für Physikalische Chemie.

Ernannt: Der Dozent an der Universität Marburg Dr. Hans Kneser zum a. o. Professor für Physik ebenda, der Dozent Dr. Rudolf Sonntag in Gera zum ord. Professor für technische Mechanik an der Technischen Hochschule Karlsruhe, der Dozent Dr. Heinrich Hess in Aachen zum ord. Professor für Elektromaschinenbau an der Technischen Hochschule Stuttgart, der Dozent an der Universität Heidelberg Dr. Max Müller kommissarisch für die a. o. Professur für angewandte Mathematik an der Universität Tübingen, der a. o. Professor an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Erwin Meyer zum ord. Professor der technischen Physik ebenda.

Ehrung: Der Direktor des Kaiser-Wilhelm-Institutes für Physik in Berlin und ord. Professor an der Universität daselbst Dr. Peter Debye wurde zum Ehrenmitglied der Indian Academy of Sciences in Bangalore und der Nederlandschen Chemischen Vereeniging in Amsterdam ernannt.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — D. A. 1330. I. Vj. 1938. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany

DAS NEUE INSTITUT FÜR PHYSIK DER KAISER WILHELM-GESELLSCHAFT IN BERLIN-DAHLEM

ZUR EINWEIHUNG AM 30. MAI 1938